

I. *Ueber die Reibung der Flüssigkeiten;*  
*von Oskar Emil Meyer aus Varel a. d. Jahde.*

(Fortsetzung von S. 86.)

II.

Apparat.

§. 2.

Der zu meinen Beobachtungen angewandte Apparat war im wesentlichen ebenso eingerichtet, wie der von Coulomb a. a. O. beschriebene. In Fig. 1 Tafel III ist derselbe vollständig abgebildet. Er besteht aus zwei mit einander verbundenen horizontalen Kreisscheiben, von denen die obere eine Theilung trägt, während die untere in die zu untersuchende Flüssigkeit taucht. Dieser Apparat hängt an einem Metalldrahte, durch dessen Torsion er in Schwingungen versetzt werden kann. Die Beobachtung dieser Schwingungen führte ich, abweichend von Coulomb, durch ein seitwärts aufgestelltes, mit Fadenkreuz versehenes Fernrohr aus, das bei einer Neigung von etwa 45 bis 60 Grad gegen den Horizont auf die Kreistheilung der oberen Scheibe gerichtet war. Coulomb machte diese Beobachtung mit unbewaffnetem Auge, indem er die Drehung der Scheibe gegen eine neben derselben aufgestellte Nadelspitze auf der Theilung ablas.

Die nähere Einrichtung des Apparates zeigt Figur 2 Tafel III im verticalen Querschnitt. Auf einem cylindrischen Messingstabe von etwa  $2\frac{1}{2}$  Linien Stärke und 5 Zoll Länge (aa) konnten zwei Paar kleiner kreisförmiger Scheiben von 21",68 par. Durchmesser und 0",58 Dicke (b) aus demselben Metall, die mit federnden Hülsen versehen waren, verschoben und durch Ringe (c), die auf diese Hülsen ge-

schoben wurden, an jeder beliebigen Stelle des Stabes befestigt werden. Das obere Paar dieser Klemmscheiben diente dazu, eine in der Mitte durchbohrte messingene Scheibe ( $d$ ) von 69",60 par. Maafs Durchmesser und 0",58 Dicke zu tragen, so dafs gegen die Fläche dieser Scheibe die Axe des Stabes senkrecht gerichtet war. An ihrem Rande trug diese Scheibe eine versilberte Scale, die in 360 Grade getheilt war. Durch das andere Paar der Klemmscheiben konnten 4 verschiedene, ebenfalls in der Mitte durchbohrte Kreisscheiben ( $d'$ ) in derselben Weise, wie die getheilte Scheibe, am Stabe befestigt werden. Diese Scheiben waren bestimmt, in der zu untersuchenden Flüssigkeit zu schwingen. Sie bestanden aus verschiedenen Stoffen, zwei aus Messing, eine aus gewöhnlichem Weifsblech, das auf der Drehbank durch Drücken mit einem stumpfen Instrument eben gemacht war, und die vierte aus Spiegelglas. Die Dimensionen dieser 4 Scheiben waren:

	Durchmesser	Dicke
Kleinere Messingscheibe	50",12 par.	0",60 par.
Glasscheibe . . . .	51 ,68	1 ,27
Größere Messingscheibe	69 ,79	0 ,56
Weifsblechscheibe . .	95 ,31	0 ,22

Durchmesser wie Dicken wurden an jeder Scheibe mehrere an verschiedenen Stellen gemessen. Die für die Durchmesser beobachteten Werthe waren in vollständiger Uebereinstimmung mit einander. Doch zeigten sich bei den beobachteten Werthen der Dicken Abweichungen von 0",01 bis 0",02. Nur bei der Glasscheibe waren dieselben weit bedeutender. Vier Messungen der Dicke an vier in gleichen Abständen von einander gelegenen Punkten des Randes gaben die Werthe

1",30, 1",30, 1",26, 1",21.

Die beiden Flächen der Scheibe waren also nicht genau parallel geschliffen. Die angeführten Messungen wurden mittelst eines Maafsstabes mit verschiebbarem Nonius ausgeführt.

Ueber die kleinere Messingscheibe ist noch zu bemer-

ken, daß bei der Anfertigung des weiter unten erwähnten Bleirings (*m*) der Durchmesser derselben etwas verkleinert wurde. Er betrug von da an nach einer mikroskopischen Messung nur

49",57 par.

Ich werde im Folgenden daher immer angeben, welcher der beiden Werthe bei einem Versuche in die Rechnung einzuführen ist.

Ueber der getheilten Scheibe befand sich an der Axe (*aa*) ein drehbarer seitlicher Arm (*l*), der ein Laufgewicht trug. Dieses diente dazu, die Scheiben in die horizontale Lage zu bringen. Dabei verfuhr ich so, daß ich neben dem äußeren Rande der Scheiben eine Nähnadel aufstellte, deren Spitze fast die Scheibe berührte. Versetzte ich darauf den Apparat in Schwingungen, so konnte ich mich durch Beobachtung der Nadelspitze mit einer Loupe überzeugen, daß die Scheiben ihre Schwingungen sowohl in ihrer eigenen Ebene, als auch um ihren Mittelpunkt ausführten.

Die messingene Axe (*aa*) des Apparats trug oben und unten ein Schraubengewinde. Auf das untere konnte eine abgerundete Schraubenmutter (*e*), auf das obere ein der Länge nach durchbohrtes und in zwei auf einander rechtwinkligen Richtungen der Länge nach eingeschnittenes cylindrisches Messingsstück (*f*) aufgeschraubt werden. Diefes letztere trug wieder ein etwas konisches Schraubengewinde, auf das eine birnförmig gestaltete Schraubenmutter (*g*) geschraubt werden konnte. In den Kreuzungspunkt der beiden Einschnitte wurde das Ende des Drahts gesteckt, an dem der Apparat aufgehängt werden sollte, und durch Anziehen der birnförmigen Schraubenmutter zwischen den vier Vierteln des eingeschnittenen Stücks fest eingeklemmt.

Als Aufhängungsdraht wurden nach und nach verschiedene Messingdrähte angewandt. Sie hatten eine Länge von etwa 2½' und eine Dicke von 0",2. Sie waren vor der Anwendung gleichmäfsig ausgeglüht, durch Dehnung gerade gezogen und durch Dehnung und starke Tordirung wieder

möglichst gehärtet. Beim Ausglühen befanden sich die Drähte, um Verbrennung zu verhüten und das Glühen möglichst gleichmässig zu machen, in einer Lehmkugel, von derselben durch geöltes Papier getrennt. Diese Kugel wurde getrocknet und in einem grossen Ofenfeuer zum Weissglühen erhitzt; nach dem Erkalten wurde die entstandene Ziegmasse zerschlagen und der Draht herausgenommen.

Das obere Ende des Drahts war auf gleiche Weise gefast, wie das untere. Das obere Einklemmungsstück ( $f'$  und  $g'$ ) war an einen etwas mehr als zolllangen Conus ( $h$ ) geschraubt, der sich in einer conischen Hülle ( $i$ ) leicht drehte. Diese Hülle trug einen kleinen versilberten Theilkreis ( $k$ ), der in 8 gleiche Theile getheilt war. Am Conus ( $h$ ) befand sich eine geränderte Handhabe mit einem Zeiger ( $n$ ) für den Theilkreis ( $k$ ).

Die conische Hülle ( $i$ ) war mittelst einer Platte an einem rechtwinkligen Stücke Holz befestigt, das vertical auf zwei hölzernen Säulen von etwa 1' Länge auf- und abbewegt werden konnte, um die Scheibe beliebig tief in die Flüssigkeit eintauchen zu können. Die hölzernen Säulen standen entweder auf einer Art Galgen oder auf einer horizontalen Stange, deren beide Enden an der Wand befestigt waren.

Die Beobachtung wurde mittelst eines astronomischen Fernrohrs mit Fadenkreuz, das auf die Theilung der Scheibe ( $d$ ) gerichtet wurde, ausgeführt. Das Fernrohr war meistens unmittelbar an der Wand des Zimmers befestigt.

Der benutzte Apparat gehört dem physikalischen Cabinet der Königsberger Universität. Seine Construction ist von Herrn Professor Neumann angeordnet worden.

### §. 3.

Die nächste Aufgabe zur Vorbereitung auf die Beobachtung war die *Bestimmung des Trägheitsmoments*. Diese Bestimmung ist bei kleinen Apparaten, die an einem einzigen Drahte aufgehängt sind, mit grossen Schwierigkeiten verknüpft, weil das Torsionsmoment des Drahts sich durch



Belastung und auch mit der Zeit bedeutend ändert. Diese Aenderungen sind im Ganzen sehr unregelmäßig; doch ist zu bemerken, daß mit der Zeit meistens die Schwingungsdauer des Apparates ab-, also das Torsionsmoment des Drahts zunimmt, vorausgesetzt, daß der Apparat häufig in Bewegung gesetzt wird.

Zu diesen Uebelständen kommt noch hinzu, daß die Anwendung der Gaufs'schen Methode, nach der das Trägheitsmoment durch den Einfluß angehängter Gewichte auf die Schwingungsdauer bestimmt wird, auf Apparate von der Größe und der Form wie der beschriebene durchaus un-erlaubt ist. Die angehängten Gewichte verändern nämlich die Schwingungsdauer nicht nur durch Vermehrung des Trägheitsmoments, sondern sie verursachen zugleich einen solchen Widerstand der Luft, daß dieser merklichen Einfluß auf die Größe der Schwingungszeit gewinnt. Man kann sich dieser Methode nur dann mit Vortheil bedienen, wenn der Apparat selbst einen solchen Widerstand an der Luft findet, daß der von den Gewichten herrührende gegen diesen vernachlässigt werden darf. Zugleich darf das Torsionsmoment des Drahts oder der Drähte nicht merklich durch die Belastung mit den Gewichten geändert werden.

Ich wandte zuerst die Gaufs'sche Methode in der Weise an, daß ich die Schwingungsdauer des Apparats für sich und außerdem dieselbe bestimmte, nachdem an zwei gegenüberliegenden Punkten des Umfangs der getheilten Scheibe zwei gleiche Gewichte aufgehängt worden waren. Diese Gewichte bestanden aus bleiernen Cylindern, deren Durchmesser 8",70 par. und deren Höhe 23",70 und 23",40 betrug. An ihrem oberen Ende war ein kleiner messingener Ring zum Aufhängen eingeschraubt. Sie hingen an einem quer über die Scheibe gelegten dünnen silberplattirten Kupferdraht, dessen Länge 104",62 war und der 0,060 Grm. wog. Die Gewichte selber wogen zusammen 360,393 Grm. Darnach ist der Werth des Trägheitsmoments der Gewichte und des Aufhängungsdrahts in Bezug auf die Drehungsaxe des Apparats, die Masse des Bleies als homogen vorausgesetzt,

$$M_1 = 439900 \cdot \frac{1}{g}$$

bezogen auf Gramme und pariser Linien als Einheiten. Man findet aus diesem Werthe und den beiden beobachteten Schwingungszeiten das Trägheitsmoment des Apparats

$$M = \frac{T^2}{T_1^2 - T^2} M_1,$$

wenn vorausgesetzt wird, dafs das Torsionsmoment des Drahts sich nicht merklich durch die Belastung verändert.  $T$  ist die Schwingungsdauer des Apparates ohne Gewichte,  $T_1$  mit den Gewichten.

Meine Beobachtungen lieferten folgende Resultate für den Apparat

	$T$	$T_1$	$M$
mit der kleineren Messingscheibe	9",7224	19",4295	7477
" " "	9,732	19,447	7685
" " gröfseren	10,541	17,804	12081
" " "	12,3312	20,8500	12042
ohne Scheibe . . . . .	8,5265	18,8565	5753

Bei der dritten Beobachtung war der Apparat an einem anderen Draht aufgehängt. Die Schwingungszeiten wurden aus je 24 bis 30 in regelmässigen Intervallen von 5 Minuten angestellten Beobachtungen der Zeit berechnet, zu der der Apparat seine Gleichgewichtslage passirte. Die Zeitbestimmungen wurden mit einem 0",4 schlagenden Chronometer gemacht, die Berechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate ausgeführt. Die Werthe von  $M$  beziehen sich auf Centimeter und die Dichtigkeit des Wassers als Einheiten.

Trotz der sehr grossen Uebereinstimmung der beiden für den Apparat mit der grossen Scheibe erhaltenen Werthe mußte die bedeutende Abweichung der für den Apparat mit der kleineren Scheibe gefundenen Zahlen Bedenken über die Brauchbarkeit der Methode erregen. Ich änderte deshalb die Methode so ab, dafs es schien, als sei der Widerstand, den die Luft den schwingenden Gewichten bot, aus der Endformel eliminirt. Aus einem und demselben

Messingblech wurden 4 Cylinder von der Größe der Bleigewichte angefertigt<sup>1)</sup>. Zwei dieser Cylinder wurden mit Blei ausgegossen, zwei dagegen hohl verschlossen. Am oberen Ende trugen diese Gewichte einen Haken mit einer feinen Einkerbung in der Mitte, in der die Schleifen feiner Drähte lagen, an denen sie aufgehängt wurden. Um diese 4 Gewichte in verschiedenen Entfernungen von der Drehungsaxe am Apparat aufhängen zu können, wurden auf einem auf der oberen Fläche der getheilten Scheibe gezogenen Durchmesser (zwischen den Theilstrichen 90 und 270) auf jeder Seite der Axe zwei Paar feiner Löcher durch die Scheibe gebohrt ( $\alpha$  und  $\beta$  in der Figur). Durch je zwei entsprechende, auf verschiedenen Seiten befindliche Löcher wurde ein feiner Draht von derselben Sorte, wie früher, gezogen, und die Enden desselben in Schleifen zusammengedrillt. In diese Schleifen wurden die 4 Gewichte gehängt und zwar so, daß einmal die gefüllten Gewichte, das andere Mal die hohlen in den größeren Entfernungen von der Axe hingen. Es wurde bei beiden Anordnungen die Schwingungsdauer des Apparats beobachtet, und außerdem die Schwingungszeit des unbelasteten Apparats bestimmt.

Durch die angehängten Gewichte wird die umgebende Luft in Bewegung gesetzt. Nach Bessel's Beobachtung (in seiner berühmten Arbeit über die Länge des Secundenpendels, Abb. der Berl. Akad. 1826) und der Erklärung derselben durch Poisson (*Mém. de l'Acad. Vol. 11*) hat diese Mittheilung der Bewegung an die Luft denselben Effect wie eine Vermehrung des Trägheitsmoments. Diese Vermehrung ist nach Poisson

$$= \frac{1}{2} \mu L^2,$$

wo  $\mu$  die Masse der durch den schwingenden Körper ver-

- 1) Genauer waren die Dimensionen dieser Gewichte, wie sie durch mikroskopische Messung an dem mit No. 4 bezeichneten hohlen gefunden wurden:

Dicke der cylindrischen Wand	0",20 par. M.
Durchmesser	8,92 "
Höhe	21,72 "

drängten Luft,  $L$  die Entfernung des Schwerpunkts dieser Luftmasse von der Drehungsaxe bezeichnet. Bei der Untersuchung wurde aber die Reibung unberücksichtigt gelassen.

Ich bezeichne mit  $m_2$  die Masse eines der vollen Gewichte, mit  $m_1$  die eines der leichteren, mit  $m_2 \lambda_2^2$  das Trägheitsmoment eines vollen Gewichts in Bezug auf seine Längsaxe, mit  $m_1 \lambda_1^2$  dieselbe Gröfse für ein hohles; ferner mit  $L_2$  die Entfernung der äufseren Löcher (genauer die Entfernung des inneren Randes derselben) von der Drehungsaxe, mit  $L_1$  die der inneren Löcher. Ausserdem nenne ich  $\mu_2$  und  $\mu_1$  die scheinbaren Vermehrungen des Trägheitsmoments, die durch ein in den Entfernungen  $L_2$  und  $L_1$  von der Axe in der Luft schwingendes Gewicht hervorgebracht werden. Diese Gröfsen sind für die vollen und hohlen Gewichte dieselben, da die Oberflächen beider gleich sind. Endlich nenne ich  $T$ ,  $T_1$  und  $T_2$  die drei beobachteten Schwingungsdauern. Dann ist, wenn ich voraussetze, dafs das Torsionsmoment  $\tau$  durch die Belastung nicht merklich geändert werde,

$$\begin{aligned} \tau T^2 &= \pi^2 M \\ \tau T_1^2 &= \pi^2 [M + 2m_1 (L_2^2 + \lambda_1^2) + 2m_2 (L_1^2 + \lambda_2^2) + 2\mu_2 + 2\mu_1] \\ \tau T_2^2 &= \pi^2 [M + 2m_1 (L_1^2 + \lambda_1^2) + 2m_2 (L_2^2 + \lambda_2^2) + 2\mu_1 + 2\mu_2] \end{aligned} \quad (1)$$

Daraus ergibt sich eine von  $\mu_1$  und  $\mu_2$  unabhängige Bestimmung von  $M$ .

$$M = 2 \frac{T^2}{T_2^2 - T_1^2} (m_2 - m_1) (L_2^2 - L_1^2) \quad . \quad . \quad (2).$$

Nach dieser Formel habe ich folgende Beobachtungen berechnet. Durch Combination von 10 Wägungen nach der Methode der kleinsten Quadrate ergaben sich folgende Werthe für die 4 Gewichte:

$$\text{Gewicht No. 1} = m_2 g = 170,5654 \text{ Grm.}$$

$$" \quad " \quad 2 = m'_2 g = 170,5639 \quad "$$

$$" \quad " \quad 3 = m_1 g = 25,2352 \quad "$$

$$" \quad " \quad 4 = m'_1 g = 25,2358 \quad "$$

Für die Entfernungen von der Axe, in denen diese Gewichte aufgehängt wurden, also für die Entfernungen der inneren Ränder der Löcher  $\alpha$  und  $\beta$  von der Axe, ergaben sich aus 7 mikroskopischen Messungen nach derselben Methode folgende Werthe:

$$L_2 = 28^m,2733 \text{ par.} = 6,37798 \text{ Cm.}$$

$$L'_2 = 28,3204 \text{ " } = 6,38859 \text{ "}$$

$$L_1 = 16,7272 \text{ " } = 3,77338 \text{ "}$$

$$L'_1 = 16,8393 \text{ " } = 3,79865 \text{ "}$$

Daraus berechne ich, bezogen auf Centimeter,

$$(m_2 - m_1) (L_2^2 - L_1^2) + (m'_2 - m'_1) (L'^2_2 - L'^2_1) = 7676,96.$$

Ich beobachtete ferner folgende Werthe der Schwingungsdauern, während am Apparat sich die kleinere Messingscheibe befand,

$$T = 5",4407$$

$$T_1 = 7,6241$$

$$T_2 = 9,4034$$

in derselben Weise, wie die früher angegebenen, mit dem einzigen Unterschiede, dafs statt des Chronometers eine  $\frac{5}{11}$  Secunden schlagende Pendeluhr benutzt wurde. Aus diesen Werthen erhält man nach der obigen Formel, bezogen auf Centimeter,

$$M = 7500,5,$$

also einen Werth, der zwischen den früheren Beobachtungen die Mitte hält.

Versucht man, mit Hülfe dieses Werthes aus den oben angegebenen Beobachtungen, bei denen die Bleigewichte angewandt wurden, die Masse der durch diese Bleigewichte in Bewegung gesetzten Luft zu berechnen, so erhält man einmal einen negativen Werth, das andere Mal einen positiven. Dieser letztere fällt noch dazu so grofs aus, dafs man ihn für unmöglich halten mufs. Man findet nämlich, dafs ein Bleicylinder einer Luftmasse die volle Geschwindigkeit des Apparats ertheilen müfste, deren Gewicht 0,566 Grm., deren Volumen also 436 CC. grofs seyn müfste. Der

aus der angegebenen von Poisson aufgestellten Formel folgende Werth ist 50mal kleiner.

Ich versuchte, eine schärfere Bestimmung dieser Gröfse zu erhalten, indem ich die zuletzt angegebenen Beobachtungen so wiederholte, dafs die hohlen Gewichte fehlten und die schwereren nach einander in den beiden Entfernungen von der Axe aufgehängt wurden. Den Beobachtungen entsprechen also die Gleichungen

$$\left. \begin{aligned} \tau T^2 &= \pi^2 M \\ \tau T_1^2 &= \pi^2 [M + 2m_2(L_1^2 + \lambda_2^2) + 2\mu_1] \\ \tau T_2^2 &= \pi^2 [M + 2m_2(L_2^2 + \lambda_2^2) + 2\mu_2] \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Aus diesen Gleichungen folgt

$$\mu_2 - \mu_1 = \frac{T_2^2 - T_1^2}{T^2} \cdot \frac{M}{2} - m_2(L_2^2 - L_1^2) \quad (4)$$

Ich beobachtete

$$T = 5'',4452; \quad T_1 = 7'',0584; \quad T_2 = 9'',2761.$$

Berechne ich hieraus mit Vernachlässigung von  $\mu_2 - \mu_1$  das Trägheitsmoment  $M$ , so finde ich

$$M = 7374,8$$

in demselben Maafs wie früher; ich erhalte also einen viel kleineren Werth als aus den anderen Beobachtungen. In Folge dessen finde ich den unglaublich grossen Werth

$$\mu_2 - \mu_1 = 99,$$

ebenfalls auf Centimeter bezogen. Setze ich nach Poisson's Formel

$$\mu_2 - \mu_1 = \frac{1}{2}\mu(L_2^2 - L_1^2),$$

so finde ich als Gewicht der von einem Messingcylinder mitgeführten Luft

$$1,8 \text{ Grm.},$$

also einen noch gröfseren Werth als bei den bleiernen Gewichten.

Bei allen diesen Schwingungsbeobachtungen hatte ich mich davor sicher gestellt, dafs durch die Schwingung nicht etwa die Gränze der Elasticität des Drahts überschritten wurde. Die Amplituden, bei denen die beobachteten Schwingungen ausgeführt wurden, für eine volle Schwingung lagen

immer zwischen den äußersten Gränzen  $120^\circ$  und  $20^\circ$ . Folgende Beobachtungen zeigen, daß der Draht um mindestens  $225^\circ$  tordirt werden konnte, ehe er die Gränze seiner Elasticität überschritt.

Es wurde zunächst durch das Fernrohr die Ruhelage der Scheibe beobachtet, dann diese durch einen Retortenhalter in derselben festgeklemmt, während der obere Aufhängungspunkt des Drahts gedreht wurde. Diese Drehung wurde an der oberen kleinen Theilung abgelesen; bei dieser Ablesung konnten Fehler von Bruchtheilen eines Grades gemacht werden. Es wurde dann die Schraube des Retortenhalters langsam gelüftet, so daß die Scheibe ohne Schwingungen in ihre neue Ruhelage sich drehte. Diese wurde wieder durch das Fernrohr beobachtet. Ich beobachtete so folgende Zahlen:

Obere Theilung.		Untere Theilung.	
	Drehung.		Drehung.
0		326,6	
45	$45^\circ$	281,9	$44^\circ,7$
135	90	191,3	$90^\circ,6$
270	135	56,0	$135^\circ,3$
90	180	237,5	$178^\circ,5$
315	225	12,2	$225^\circ,1$
180	225	147,2	$225^\circ,0$
90	270	238,0	$265^\circ,2$
90	360	241,5	$357^\circ,5$

Die Gränze der Elasticität ist also erst durch eine Drehung um  $270^\circ$  überschritten.

Es war nach den mitgetheilten Resultaten nicht zu hoffen, daß bei Aufhängung des Apparats an einem Draht constante Resultate erlangt werden könnten. Zugleich ist ersichtlich, daß bei dieser Art der Aufhängung nicht entschieden werden kann, ob die gefundenen Abweichungen der Resultate von den Aenderungen des Torsionsmoments oder von dem Einfluß der Luft auf die schwingenden Gewichte herrühren. In der That ist von beiden Ursachen an-



zunehmen, daß sie in dem Resultat einen merklichen Fehler hervorbringen. Diefes zeigt folgende Betrachtung.

Aus der Theorie der Elasticität folgt, daß das Torsionsmoment  $\tau$  in der Weise vom Radius  $r$  und der Länge  $l$  des Drahts abhängt, daß

$$\tau = \frac{\pi}{4} \frac{q}{q+1} \lambda \frac{r^4}{l}$$

ist. Hierin ist  $\lambda$  der Elasticitätscoefficient des Drahts und  $q$  ein Coefficient, der dadurch definirt ist, daß eine Vergrößerung  $\Delta l$  von  $l$  eine Verkleinerung von  $r$  um  $\Delta r$  hervorruft, die in dem Verhältniß

$$\frac{\Delta l}{l} = q \frac{\Delta r}{r}$$

stehen. Nach Poisson's Theorie der Elasticität und Cagniard de la Tour's Beobachtung ist dieser Coefficient

$$q = 4,$$

nach allen anderen Beobachtungen nicht viel davon verschieden. Der obige Ausdruck für  $\tau$  gelte für die Belastung des Drahts durch das Gewicht  $P$ ; für eine größere Belastung  $P + \Delta P$  wird dann gelten

$$\tau + \Delta \tau = \frac{\pi}{4} \frac{q}{q+1} \lambda \frac{r^4 - 4r^3 \Delta r}{l + \Delta l},$$

da man, wenn  $\Delta P$  nicht groß ist,  $(\Delta r)^2$  gegen  $r^2$  wird vernachlässigen können. Hieraus folgt

$$\frac{\Delta \tau}{\tau} = -4 \frac{\Delta r}{r} - \frac{\Delta l}{l} = -\left(1 + \frac{4}{q}\right) \frac{\Delta l}{l}$$

also nahezu

$$\frac{\Delta \tau}{\tau} = -2 \frac{\Delta l}{l}.$$

Es verringert sich also das Torsionsmoment durch Vermehrung der Belastung. Demnach sind die bisher gefundenen Werthe des Trägheitsmoments ( $M$ ) kleiner als der wahre Werth  $M$ , vorausgesetzt, daß die Methode keine weiteren Fehler enthält. Es ist angenähert

$$M = \left(1 - \frac{\Delta \tau_1}{\tau_1}\right) (M_1)$$

und für eine zweite Belastung durch Gewichte

$$M = \left(1 - \frac{\Delta \tau_2}{\tau_2}\right) (M_2)$$

und daraus angenähert

$$\frac{\Delta \tau_1}{\tau_1} - \frac{\Delta \tau_2}{\tau_2} = \frac{(M_1) - (M_2)}{M}$$

oder nach den obigen Formeln

$$\frac{\Delta l_2}{l_2} - \frac{\Delta l_1}{l_1} = \frac{(M_1) - (M_2)}{2M}$$

Diese Formel wende ich auf die beiden Beobachtungen mit den Messinggewichten an, weil in diesen beiden  $l_1 = l_2$  ist.

Diese Beobachtungen haben bei größerer Belastung einen größeren Werth für  $M$  gegeben. Sie sind also mit der Formel in Widerspruch. Man muß demnach noch eine andere Fehlerquelle annehmen. Diese scheint darin zu liegen, daß die Größen  $\mu_1$  und  $\mu_2$  nicht allein von  $L_1$  und  $L_2$ , sondern auch von der Geschwindigkeit der Bewegung, also von  $T_1$  und  $T_2$  abhängen.

Um die angedeuteten Fragen zu untersuchen, mithin die Anwendbarkeit der Gauß'schen Methode auf den vorliegenden Fall zu prüfen, wurde der Apparat bifilar aufgehängt. Es wurden dabei einige unwesentliche Aenderungen mit demselben vorgenommen. Um möglichst wenig von ihm fortnehmen zu müssen, wurde die kleine Schraubenmutter (e) am unteren Ende der Axe abgenommen und durch eine längere ersetzt, die in eine Schraube endigte, welche in ein rechtwinkliges Stück Messing eingeschraubt werden konnte, das für gewöhnlich zur bifilaren Aufhängung eines anderen Apparats diente. Es hing somit der Apparat auf dem Kopfe, die getheilte Scheibe wurde daher umgekehrt aufgesteckt. Durch diese neue Anordnung hatte der Apparat an Stabilität gewonnen, da die getheilte Scheibe, als die größere, tiefer hing als die kleinere ungetheilte.

Die zur bifilaren Aufhängung dienenden neuen Theile des Apparats sind Figur 3 Taf. III dargestellt. An dem oberen Ende des Apparats befindet sich das erwähnte kleine Parallelepipedum (a) aus Messing. An dieses können von je zwei gegenüberliegenden Seiten kleine Messingbleche (b)

durch zwei kleine Stahlschrauben (c) angeschraubt werden. Die Enden der Drähte werden zwischen diesen Blechen und dem mittleren Stück (a) eingeklemmt. Ihre Stelle ist durch eine auf der oberen Fläche von (a) gezogene Linie bezeichnet. Diesem Stücke (a) mit den Blechen (b) entspricht an oberen Theile ein gleiches (a') mit gleichen Blechen (b'). Dieses ist durch einen Stab (d') in einem Ringe (e') um eine verticale Axe drehbar aufgehängt, und kann durch die Schraube (f') festgestellt werden. Darüber befindet sich eine Rolle (g').

Zur Aufhängung wurden silberplattirte Kupferdrähte (No. 15) verwandt, die vorher auf die beschriebene Weise ausgeglüht worden waren. Es wurde ein solcher Draht über die Rolle (g') gehängt, die beiden Hälften gerade gestreckt und die Enden ohne Torsion zwischen (a) und (b) eingespannt. Nachdem der Apparat einige Tage so gehangen hatte, während welcher Zeit er hin und wieder in Schwingungen versetzt wurde, zog ich auch die Schrauben (c') fest an und schnitt den Draht, der über die Rolle (g') lief, ab. Ich konnte somit sicher seyn, daß beide Drähte in gleicher Spannung waren.

In jeden Draht war vor der Aufhängung eine kleine Vorrichtung eingeschaltet, die zur Bestimmung des Torsionsmoments desselben diente. Dieselbe bestand aus einem kleinen, dünnen Platinbleche  $\alpha$ , durch das mit einer Nadel 4 Löcher gebohrt worden waren. In je zwei dieser Löcher faßte ein aus Draht gefertigter Haken. An diesen beiden Haken waren die Hälften eines der Drähte befestigt. Dieselben waren um die zusammengebogenen Schenkel des Hakens gewickelt, und zwar, um das Aufdrillen durch die Oscillationen des Apparats zu vermeiden, so, daß der Draht erst zwischen den Schenkeln des Hakens hindurchlief und zwischen denselben durch seine eigenen weiteren Windungen um den Haken herum eingepreßt war. In Figur 3 ist die ganze kleine Vorrichtung von beiden Seiten dargestellt.

Die Bestimmung der Torsionskraft eines Drahts geschah auf folgende Weise. Es wurde zunächst die Gleichgewichts-

stellung des Apparats durch das Fernrohr beobachtet. Darauf wurde einer der beschriebenen 4 Haken gelöst und von der andern Seite wieder in das Blech eingehakt, der Draht also um  $180^\circ$  tordirt. Der Apparat wurde möglichst schnell zur Ruhe gebracht, und seine neue Gleichgewichtslage durch das Fernrohr beobachtet. Dieselbe Beobachtung wurde für eine Drehung um  $180^\circ$  in entgegengesetzter Richtung angestellt, und beide Beobachtungen am andern Haken jedes Blechs wiederholt. Ich erhielt auf diese Weise aus den Beobachtungen an jedem Draht 4 Gleichungen von der Form

$$0 = P \frac{o u}{4 l} [\sin(\varphi_0 \pm \varphi_1) - \sin \varphi_0] \mp \tau_1 [\pi - \varphi_1] \pm \tau_2 \varphi_1 \quad (5)$$

durch die die Torsionsmomente  $\tau_1$  und  $\tau_2$  der Drähte durch das Drehungsmoment der Schwere ausgedrückt werden konnten. In der Formel bezeichnet  $P$  das Gewicht des Apparats,  $o$  und  $u$  die Entfernung der beiden Drähte an den oberen und unteren Einklemmungsstellen,  $l$  die Länge der Drähte. Ferner ist  $\varphi_0$  die Ablenkung des Apparats aus der Gleichgewichtslage, die er in Folge der Schwere einnehmen würde, wenn die Drähte vollständig ohne Torsion eingespannt wären;  $\varphi_1$  diejenige Ablenkung, die eine Torsion eines Drahts um  $180^\circ$  hervorbringt. Aus den 8 Gleichungen sind die drei Größen  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  und  $\varphi_0$  zu bestimmen.

Man könnte dieser Methode zur Bestimmung des Torsionsmoments den Vorwurf machen, daß die Tordirung um einen so großen Winkel das Torsionsmoment ändere, daß also die Gränze der Elasticität des Drahts überschritten werde. Diesem Einwande zu begegnen, bestimmte ich die Schwingungsdauer des Apparats in seiner normalen Aufhängung und darauf dieselbe, nachdem der eine Draht rechts, der andere links herum um  $180^\circ$  tordirt war. Ich fand aus je 12 Beobachtungen, die wie die bereits angegebenen angestellt wurden, als Werth der auf unendlich kleine Bogen reducirten Schwingungszeit bei normaler Stellung

$$T = 13'', 1084,$$

bei verdrehten Drähten

$$T = 13'', 1054.$$

Dabei war

$$\varphi_0 = 0 \quad \text{und} \quad \tau_1 = \tau_2 = 0,0549 \cdot P \frac{ou}{4l}$$

gefunden worden. Es haben sich demnach durch die Drehung um  $180^\circ$  die Torsionsmomente um höchstens den zweitausendsten Theil ihres ganzen Werthes vergrößert.

Auf den so abgeänderten Apparat wandte ich die beschriebene Modification der Gauss'schen Methode, bei der zwei Paar gleich gestalteter Gewichte benutzt werden, an. In der schon gebrauchten Bezeichnung erhalte ich die Resultate der Beobachtungen dargestellt durch die Gleichungen

$$\left. \begin{aligned} & \left( P \frac{ou}{4l} + \tau_1 + \tau_2 \right) T^2 = \pi^2 M \\ & \left( [P + 2(m_1 + m_2)g] \frac{ou}{4l'} + \tau'_1 + \tau'_2 \right) T_1^2 \\ & = \pi^2 [M + 2m_1(L_1^2 + \lambda_1^2) + 2m_2(L_2^2 + \lambda_2^2) + 2\mu_1 + 2\mu_2] \\ & \left( [P + 2(m_1 + m_2)g] \frac{ou}{4l'} + \tau'_1 + \tau'_2 \right) T_2^2 \\ & = \pi^2 [M + 2m_1(L_1^2 + \lambda_1^2) + 2m_2(L_2^2 + \lambda_2^2) + 2\mu_1 + 2\mu_2] \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Hierin sind  $\tau'_1$  und  $\tau'_2$  die Werthe der Torsionsmomente bei der Belastung der Drähte durch die Gewichte,  $l$  die Länge derselben bei dieser Belastung; die ungestrichenen Buchstaben repräsentiren dieselben Gröößen für den unbelasteten Apparat.

Aus diesen Gleichungen kann ich das Trägheitsmoment  $M$  auf doppelte Weise bestimmen; einmal, wenn  $o$ ,  $u$  und  $l$  gemessen sind, aus der ersten Gleichung allein; dann von  $o$  und  $u$  unabhängig, durch die aus den drei Gleichungen folgende Relation, welche wegen der Gk (5)  $ou$  nicht mehr enthält,

$$M = \frac{P \frac{ou}{4l} + \tau_1 + \tau_2}{[P + 2(m_1 + m_2)g] \frac{ou}{4l'} + \tau'_1 + \tau'_2} \cdot \frac{T^2}{T_1^2 - T_2^2} \cdot 2(m_2 - m_1)(L_2^2 - L_1^2) \quad (7)$$

Sind  $o$ ,  $u$  und  $l'$  gemessen, so liefern die letzten beiden Gleichungen (6) eine Relation, die zur Controle der Gültigkeit

der beiden Gleichungen verwandt werden kann. Man erhält nämlich durch Subtraction

$$([P + 2(m_1 + m_2)g] \frac{ou}{4l} + \tau'_1 + \tau'_2)(T_2^2 - T_1^2) \\ = 2\pi^2(m_2 - m_1)(L_2^2 - L_1^2) \quad \dots (8).$$

Ich beobachtete nach den angegebenen Methoden folgende Werthe der Torsionsmomente und der auf unendlich kleine Amplituden reducirten Schwingungszeiten

$$\tau_1 = 0,0551 \cdot P \frac{ou}{4l} \quad \tau_2 = 0,0535 \cdot P \frac{ou}{4l}$$

$$T = 13'',170$$

$$T_1 = 13'',8122$$

$$T_2 = 16'',9047$$

$$\tau'_1 = 0,0252 [P + 2(m_1 + m_2)g] \frac{ou}{4l} \quad \tau'_2 = 0,0237 [P + 2(m_1 + m_2)g] \frac{ou}{4l}$$

$$T = 13'',154$$

$$\tau_1 = 0,0550 \cdot P \frac{ou}{4l} \quad \tau_2 = 0,0532 \cdot P \frac{ou}{4l}$$

Ferner wurde gefunden

$$P = 441,538 \text{ Grm.},$$

und es ist nach den bereits angegebenen Werthen

$$2(m_1 + m_2)g = 391,5997 \text{ Grm.}$$

$$2(m_2 - m_1)(L_2^2 - L_1^2) = 7676,96.$$

Außerdem maß ich

$$l = 6' 5'' 8''',5 \text{ par.} = 932''',5 \text{ par. M.}$$

Eine Vergrößerung von  $l$  durch die Belastung konnte nicht wahrgenommen werden, sondern ich fand

$$l' = l.$$

Nach Vollendung der angegebenen Beobachtungen wurden die Drähte dicht an der Einklemmung abgeschnitten, und  $o$  und  $u$  durch ein verschiebbares Mikroskop gemessen. Ich fand als Werth der Entfernungen der Mittelpunkte der Drähte

$$o = 3''',88 \text{ par. M.} = 0,875 \text{ Cm.},$$

$$u = 3''',89 \text{ " " " " } = 0,877 \text{ "}$$

$$ou = 0,768 \square \text{ Cm.}$$

Bei der Berechnung dieser Beobachtungen habe ich für  $T$ ,  $\tau_1$  und  $\tau_2$  die arithmetischen Mittelwerthe aus den zu Anfang und zu Ende gefundenen Werthen eingeführt. Ich finde, indem ich  $M$  aus der ersten Gleichung (6) berechne,

$$M = 7626$$

bezogen, wie früher auf Centimeter, dagegen aus der Gleichung (7) in demselben Maafse

$$M = 7838.$$

Diese große Abweichung läßt schon vermuthen, daß die Gleichung (8) durch die beobachteten Werthe nicht erfüllt wird. In der That finde ich als Werth der linken Seite

$$7467$$

und der rechten

$$7677$$

Dieser Mangel an Uebereinstimmung beweist, daß im vorliegenden Falle die Bestimmung des Trägheitsmoments mit Hülfe der angehängten Gewichte nur zu fehlerhaften Resultaten führen kann. Der Grund hiervon läßt sich aus den mitgetheilten Versuchen nicht angeben; doch ist es nicht unwahrscheinlich, daß der Hauptfehler durch die Mittheilung der Bewegung an die Luft in Folge der angehängten Gewichte hervorgebracht wird. Denn die Dimensionen der Gewichte sind nicht unbedeutend gegen die des Apparats; dieser aber bietet der Luft kaum einen Widerstand (außer der Reibung an seinen Flächen, die von ihm zu unterscheiden ist); die Gewichte waren außerdem sehr nahe neben einander aufgehängt, so daß die durch eins derselben in der Luft hervorgerufenen Strudel auf die Bewegung des andern wirkten. Auf diese Weise mögen die Gewichte in kleine pendelnde Bewegungen versetzt seyn, welche die Schwingungszeit des Apparats ändern mußten. Vielleicht auch sind die von den Gewichten bewegten Luftmassen von der Schwingungsdauer abhängig<sup>1)</sup>.

1) Welche Voraussetzung man auch über den Widerstand der Luft mache, jedenfalls wird die durch ihn bewirkte Vergrößerung der Schwingungszeit um so kleiner ausfallen, je größer  $M$ , also je größer  $T$  ist. Es ist also in der Formel (7) die Differenz  $T_2 - T_1$  zu klein, demnach das daraus berechnete  $M$  zu groß.



Ich versuchte noch ein Mittel, Uebereinstimmung der Resultate hervorzubringen. In Folge der Reibung der Luft an den Flächen des Apparats wird die Schwingungsdauer desselben vergrößert. Diese Vergrößerung zu bestimmen, kann man die in der Einleitung mitgetheilten Formeln benutzen, insbesondere die Gleichung (7) § 1, nach welcher die Schwingungszeit  $T$  des in der Luft schwingenden Apparats aus der für den luftleeren Raum geltenden  $T_0$  nach der Formel

$$T = T_0 \left( 1 + \frac{\epsilon}{\pi} + \dots \right)$$

abgeleitet werden kann, wenn  $\epsilon$  das Decrement der natürlichen Logarithmen der Amplituden des Apparats bezeichnet. Es wird mithin die Schwingungszeit  $T$  auf den luftleeren Raum reducirt, wenn sie mit  $\left( 1 - \frac{\epsilon}{\pi} \text{ etc.} \right)$  multiplicirt wird.

$$T_0 = T \left( 1 - \frac{\epsilon}{\pi} - \text{etc.} \right)$$

Diese Reduction <sup>1)</sup> bringe ich an den beobachteten Schwingungsdauern an, um sie dann in die Gleichungen (6), (7) und (8) einzusetzen. Die gleichzeitig mit den Schwingungszeiten beobachteten Amplituden des Apparats lassen sich allerdings nur sehr roh durch eine geometrische Progression darstellen. Doch fallen die Abweichungen so unregelmäßig, daß die aus je zwei entfernt liegenden Amplituden berechneten Werthe des logarithmischen Decrements fast immer gleich sind. Ich habe daher die beobachteten Reihen unter Annahme des Gesetzes einer geometrischen Progression nach der Methode der kleinsten Quadrate berechnet, und habe so folgende, den angegebenen Werthen der Schwingungsdauern zugehörige Werthe von  $\epsilon$  <sup>2)</sup> erhalten:

$$T = 13'', 170; \quad \epsilon = 0,00329$$

$$T_1 = 13'', 8122; \quad \epsilon_1 = 0,00619$$

$$T_2 = 16'', 9047; \quad \epsilon_2 = 0,00332$$

$$T = 13'', 154; \quad \epsilon = 0,00342$$

Dadurch erhalte ich die reducirten Werthe

1) Ueber die Zulässigkeit dieser Reduction sehe man den Schluß des §. 4.

2) In natürlichen Logarithmen.

$$T = 13'',156$$

$$T_1 = 13'',7850$$

$$T_2 = 16'',8868$$

$$T = 13'',140$$

und setze ich diese in die Gleichung (7) ein, so erhalte ich

$$M = 7813$$

und aus der ersten Gleichung (6)

$$M = 7610,$$

also eine nur wenig grössere Uebereinstimmung.

Um endlich noch eine Bestimmung des Trägheitsmoments zu erhalten, die von dem Widerstande der Luft unabhängig ist, wandte ich eine dritte, von Professor Neumann angegebene Methode an, deren Princip mit der Gauss'schen Aehnlichkeit hat. Es wurde aus Blei ein cylindrischer Ring angefertigt, dessen äußerer Durchmesser gleich dem der kleineren Messingscheibe gemacht wurde <sup>1)</sup>. Dieser Bleiring wurde auf die Scheibe so aufgelegt, daß die äußeren Ränder beider zusammenfielen. Der Apparat wurde in der beschriebenen Weise wieder bifilar aufgehängt und seine Schwingungsdauer bestimmt, einmal mit der Belastung durch den Bleiring, einmal ohne denselben. Außerdem wurden bei beiden Belastungen die Torsionsmomente der Drähte bestimmt. Das Trägheitsmoment des Bleirings wurde aus seinem Gewicht und seinen Dimensionen berechnet.

Diese Berechnung führt zu einem sehr sicheren Resultate, wenn die Masse des Ringes homogen ist. Das Trägheitsmoment eines Ringes von der Dichtigkeit  $D$  und der Höhe  $h$ , dessen innerer Radius  $r_1$ , dessen äußerer  $r_2$  ist, hat den Werth

$$M' = D \int_0^{2\pi} \int_0^h \int_{r_1}^{r_2} r^3 d\varphi dz dr = \frac{\pi}{2} D h (r_2^4 - r_1^4).$$

Sein Gewicht ist

1) Bereits S. 194 ist erwähnt, daß dabei durch eine Unvorsichtigkeit des Mechanicus der Durchmesser der Scheibe um etwa  $\frac{1}{4}$  Linie verkleinert wurde.

$$G = Dg \int \int \int_{r_1}^{r_2} r \, d\varphi \, dz \, dr = \pi Dg h (r_2^2 - r_1^2).$$

Also ist

$$M = \frac{G}{2g} (r_2^2 + r_1^2).$$

Diese Formel enthält keine Differenz von zwei beobachteten Größen. Ist der Ring, wie es bei dem von mir angewandten der Fall war, nicht genau cylindrisch, sondern etwas konisch, so ist hierzu noch eine Correction hinzuzufügen, welche von den Unterschieden der beobachteten Werthe der Radien abhängt.

Durch ein ungenaues Auflegen des Ringes auf den äußeren Rand der Scheibe entsteht im Trägheitsmoment nur ein Fehler zweiter Ordnung. Ist der Mittelpunkt des Ringes um die Entfernung  $\Delta$  gegen die Rotationsaxe verschoben, so ist das Trägheitsmoment in Bezug auf diese

$$M' = D \int \int \int_{r_1 + \Delta \cos \varphi}^{r_2 + \Delta \cos \varphi} r^2 \, d\varphi \, dz \, dr = \frac{\pi}{2} D h (r_2^2 - r_1^2) (r_2^2 + r_1^2 + \frac{3}{2} \Delta^2).$$

Der Fehler hängt also von dem Quadrate der Verschiebung ab.

Die Radien des Bleirings wurden mikroskopisch gemessen, nachdem der Ring auf die Scheibe gekittet war. Das Mikroskop wurde auf die Mitte des Lochs in der Scheibe gerichtet, zu einem Rande geschoben und dann auf den andern eingestellt. Die Verschiebung von einem Rande zum andern wurde auf der am Mikroskop angebrachten Theilung abgelesen. Ich wiederholte jede Messung und fand so:

Äußerer Durchmesser auf der

oberen Fläche . . . . . = 49",45; 49",45

Äußerer Durchmesser auf der

unteren Fläche . . . . . = 49",55; 49",54

Innerer Durchmesser (oben und

unten) . . . . . = 38",18; 38",18 par. M.

Ferner fand ich das Gewicht des Bleirings

$$G = 281,439 \text{ Grm.}$$

Daraus berechne ich sein Trägheitsmoment, bezogen auf Centimeter

$$M' = 6996.$$

Ich beobachtete ferner die Torsionsmomente beim unbelasteten Apparat

$$\tau_1 = \tau_0 = 0,0549 \cdot P \frac{ou}{4l},$$

die Schwingungszeit desselben, auf unendlich kleine Bogen reducirt,

$$T = 13'',1173.$$

Dieser Beobachtung liefs ich eine andere folgen, welche entscheiden sollte, ob die Reibung des Bleirings an der Luft merklichen Einfluss auf die Schwingungszeit haben könne. Um den Rand der Scheibe klebte ich einen Staniolstreifen von der Höhe des Bleirings. Sein Gewicht war 0,3362 Grm. Die darauf beobachtete Schwingungsdauer betrug

$$T = 13'',1140;$$

ein Beweis, dass der Einfluss der Luftreibung, die die Schwingungszeit vermehrt haben würde, an dem Staniolstreifen verschwindend klein ist gegen den der unregelmässigen Aenderungen der Torsionsmomente.

Ich bestimmte dann die Schwingungszeit des mit dem Bleiring belasteten Apparats und fand dieselbe

$$T_1 = 14'',5344,$$

und darauf die Torsionsmomente

$$\tau'_1 = \tau'_0 = 0,0280 (P + G) \frac{ou}{4l}.$$

Endlich wurde noch gemessen

$$l = 932'',2 \text{ par. M.} = 210,29 \text{ Cm.,}$$

und aus den früheren Beobachtungen entnommen

$$ou = 0,768 \square \text{ Cm.}$$

$$P = 441,538 \text{ Grm.}$$

Bei allen angegebenen Zeit- und Torsionsbeobachtungen lag die Temperatur zwischen  $21^\circ,2$  und  $22^\circ,0$  C.

Die beobachteten Größen sind durch die Relationen verbunden

$$\left. \begin{aligned} (P \frac{ou}{4l} + \tau_1 + \tau_2) T^2 &= \pi^2 M \\ [(P+G) \frac{ou}{4l} + \tau'_1 + \tau'_2] T_1^2 &= \pi^2 (M+M') \end{aligned} \right\} (9).$$

Aus beiden Gleichungen folgt die Formel

$$M = \frac{(P \frac{ou}{4l} + \tau_1 + \tau_2) T^2}{((P+G) \frac{ou}{4l} + \tau'_1 + \tau'_2) T_1^2 - (P \frac{ou}{4l} + \tau_1 + \tau_2) T^2} M' \quad (10)$$

aus der das Trägheitsmoment  $M$ , unabhängig von der Bestimmung der kleinen Längen  $o$  und  $u$  erhalten wird. Durch Einsetzung der Zahlenwerthe finde ich

$$M = 7656,$$

aus der ersten Gleichung (9)

$$M = 7640$$

und endlich aus der zweiten

$$M = 7626.$$

Diese Werthe sind noch einer Verbesserung fähig, dadurch daß die Schwingungszeiten, aus denen sie abgeleitet sind, auf den luftleeren Raum reducirt werden. Diefes geschieht, wie bereits angegeben ist, durch Multiplication mit  $(1 - \frac{\epsilon}{\pi})$ , wo  $\epsilon$  das Decrement der natürlichen Logarithmen der Amplituden bezeichnet. Durch Anwendung der Methode der kleinsten Quadrate auf die gleichzeitig mit den Schwingungszeiten beobachteten Amplituden fand ich als Werth dieses Decrements beim unbelasteten Apparat

$$\epsilon = 0,00378,$$

bei dem durch den Bleiring belasteten

$$\epsilon_1 = 0,00226.$$

Hierbei aber ist zu bemerken, daß sich die Amplituden nicht ganz streng durch eine geometrische Reihe darstellen lassen. Die beobachteten und die mit obigen Werthen berechneten Amplituden sind folgende.

Apparat ohne Belastung.		Apparat mit Bleiring.	
beobachtet.	berechnet.	beobachtet.	berechnet.
29°,5	30°,8	36°,3	36°,8
25,6	25,9	33,3	33,5
21,7	21,8	30,6	30,5
18,2	18,3	27,9	27,7
15,2	15,4	25,6	25,2
12,8	12,9	23,4	22,9
10,9	10,85	21,2	20,8
9,7	9,1	18,6	19,0
7,7	7,5	17,0	17,3
6,5	6,4	15,5	15,7
		14,1	14,3
		12,9	13,0
		12,1	11,8

Das Zeitintervall zwischen je zwei Beobachtungen war beim unbelasteten Apparat gleich 46 Schwingungszeiten, beim belasteten gleich 42.

Mit Hülfe der gefundenen Werthe von  $\varepsilon$  und  $\varepsilon_1$  erhalte ich die auf den luftleeren Raum reducirten Schwingungszeiten

$$T = 13",1016 \quad T_1 = 14,5240$$

und aus diesen folgende Werthe des Trägheitsmoments, erstens aus Gl. (10)

$$M = 7641,$$

zweitens aus der ersten Gl. (9)

$$M = 7622$$

und endlich aus der zweiten

$$M = 7605.$$

Die so gefundenen Werthe zeigen eine für die beabsichtigten Beobachtungen überaus genügende Uebereinstimmung. Die größte Abweichung vom Mittelwerthe beträgt etwa  $\frac{1}{170}$  desselben. Die Werthe stimmen ebenso mit dem früher gefundenen (S. 212).

$$M = 7610$$

überein, dem einzigen unter den früheren, gegen dessen

Richtigkeit keine erhebliche Gründe sprechen. Als Mittelwerth aus diesen vier Bestimmungen ergibt sich

$$M = 7620.$$

Dieser Werth gilt für den bifilar aufgehängten Apparat mit der kleineren Messingscheibe. Um aus demselben den für die unifilare Aufhängung geltenden zu finden, sind einige kleine Correctionen an demselben anzubringen. Es ist das Trägheitsmoment des rechtwinkligen Einklemmungsstücks der Dräthe und des cylindrischen Verbindungsstücks desselben mit dem Apparate von demselben abzuziehen, und dafür das der kleinen abgerundeten Schraubenmutter hinzuzufügen. Das Einklemmungsstück wiegt 3,470 Grm., das cylindrische Zwischenstück 3,799 Grm. und endlich die Schraubenmutter 1,420 Grm. Das Einklemmungsstück hat eine Länge von 5",9, eine Breite von 2",8 pariser Maafs, das Zwischenstück 2",6 Durchmesser, und die Schraubenmutter 3",0 Durchmesser. Darnach sind die Trägheitsmomente der 3 Theile, bezogen auf Centimeter,

$$2,74, \quad 0,18, \quad 0,09,$$

Die anzubringende Correction beträgt also nur

$$- 2,83,$$

sie fällt also völlig in die Gränze der möglichen Fehler von  $M$ . Der Werth  $M = 7620$  kann demnach auch für die unifilare Aufhängung als gültig angesehen werden.

Aus diesem für den Apparat mit der kleineren Scheibe geltenden Werth des Trägheitsmoments habe ich die für Belastung durch die anderen Scheiben gültigen durch Berechnung aus deren Radien und Gewichten abgeleitet. Bei der Gelegenheit habe ich, um die Zulässigkeit einer solchen Berechnung zu prüfen, das Trägheitsmoment eines jeden einzelnen Stücks des Apparats aus seinem Gewicht und seinen Dimensionen berechnet. So habe ich für das Trägheitsmoment des vollständigen Apparats mit der kleineren Messingscheibe den Werth

$$7543$$

gefunden. Derselbe stimmt bis auf den 100sten Theil mit dem aus den Schwingungsbeobachtungen abgeleiteten überein. Dafs er zu klein ausfällt, scheint vornehmlich darin



seinen Grund zu haben, daß die getheilte Scheibe, deren Trägheitsmoment  $\frac{2}{3}$  des ganzen ausmacht, nicht homogen ist; ihr Schwerpunkt liegt mehrere Linien vom Mittelpunkte entfernt. Bei den übrigen Metallscheiben liefs sich eine derartige Abweichung nicht bemerken. Ich glaubte daher, deren berechnete Trägheitsmomente als richtig voraussetzen zu dürfen. So fand ich als Werth des Trägheitsmoments des Apparats

ohne Scheibe . . . . .	5880,
mit der größeren Messingscheibe . . . . .	12390,
mit der Weißblechscheibe . . . . .	13120,

wiederum bezogen auf Centimeter und die Dichtigkeit des Wassers als Einheiten.

Bei der Glasscheibe habe ich ihrer ungleichen Dicke wegen Anstand genommen, diese Berechnung auszuführen, Ich habe deshalb bei Gelegenheit der im folgenden §. mitgetheilten Beobachtungen, die mit allen Scheiben angestellt wurden, die Schwingungsdauer des Apparats mit der Glasscheibe mit der des mit der kleineren Messingscheibe belasteten Apparats verglichen und daraus das Trägheitsmoment des Apparats

mit der Glasscheibe gleich . . . . 7200

gefunden. Daß diese Vergleichung, trotz des Einflusses der Luftreibung erlaubt ist, unterliegt keinem Zweifel, da Trägheitsmoment und Radius beider Scheiben nahezu gleich sind.

Es sey mir erlaubt, hier eine beiläufige Bemerkung über die Aenderung der Torsionsmomente ausgeglühter Drähte durch vergrößerte Belastung anzuschließen.

Führe ich in die oben angegebenen Werthe der Torsionsmomente der Drähte die numerischen Werthe der Belastungen ein, so erhalte ich für die Torsionsmomente bei der ersten bifilaren Aufhängung und bei unbelastetem Apparate

$$\tau_1 = 24,3 \frac{\pi}{41}; \quad \tau_2 = 23,5 \frac{\pi}{41},$$

dagegen bei Belastung durch die vier Gewichte

$$\tau'_1 = 21,0 \frac{ou}{4l}; \quad \tau'_2 = 19,7 \frac{ou}{4l};$$

ebenso bei der zweiten Aufhängung und bei unbelastetem Apparate

$$\tau_1 = \tau_2 = 24,3 \frac{ou}{4l}$$

und bei Belastung durch den Bleiring

$$\tau'_1 = \tau'_2 = 20,5 \frac{ou}{4l}.$$

Das Torsionsmoment nimmt also mit wachsender Belastung in bedeutendem Grade ab, ohne dafs sich die Länge der Drähte durch dieselbe merklich ändert. Es ist also die Seite 204 abgeleitete Relation

$$\frac{\Delta \tau}{\tau} = -2 \frac{\Delta l}{l}$$

nicht auf geglühte Kupferdrähte anwendbar; ebenso wenig die andere

$$\frac{\tau}{\tau'} = \left(\frac{l'}{l}\right)^3$$

welche sich aus der schon benutzten Gleichung

$$\tau = \frac{\pi}{4} \frac{q}{q+1} \lambda \frac{r^4}{l}$$

durch Einführung der Hypothese ergibt, dafs durch die Belastung und die dadurch hervorgebrachte Dehnung keine Aenderung der Dichtigkeit des Drahts eintrete, dafs also

$$r^2 l = (r + \Delta r)^2 (l + \Delta l) = (r + \Delta r)^2 l'^2$$

sey.

### III. Beobachtungen zur Prüfung der Theorie.

#### §. 4.

Bei einer Prüfung der entwickelten Theorie durch die Beobachtung ist zunächst zu untersuchen, ob die Amplituden der Scheibe in der That das Gesetz einer geometrischen Reihe befolgen und in welchen Gränzen. Als Beispiel hierfür wähle ich meine erste Beobachtung. Dieselbe wurde mit der gröfseren Messingscheibe angestellt. Diese

war 9 par. Linien tief in Brunnenwasser von  $11^{\circ},0$  C. eingetaucht, das sich in einem Zinkgefäfs befand, dessen Radius etwa 2 Zoll gröfser war als der der Scheibe. Folgende Tabelle enthält in der ersten Columnne die beobachtete Doppelamplitude, in der zweiten, deren Briggs'schen Logarithmus, in der dritten die Differenz der auf einander folgenden Logarithmen.

184°,4	2,2658	
141°,6	2,1511	0,1147
110°,6	2,0438	0,1073
87°,9	1,9440	0,0998
69°,3	1,8407	0,1033
54°,5	1,7364	0,1043
42°,9	1,6325	0,1039
33°,8	1,5289	0,1035
26°,6	1,4249	0,1040
20°,8	1,3181	0,1068
16°,2	1,2095	0,1085
12°,8	1,1072	0,1023
10°,2	1,0086	0,1086
8°,1	0,9085	0,1001
6°,4	0,8062	0,1023

Die in der letzten Columnne enthaltenen Zahlen sollten nach der Theorie gleich seyn. Sie sind es nicht vollständig; namentlich zeigt die erste Differenz eine grofse Abweichung. Diefs rührt daher, dafs beim Beginn der Beobachtung die Bewegung noch nicht so lange gedauert hatte, als nöthig war, um die in den Schlufsformeln der Theorie gemachten Annäherungen rechtfertigen zu können. Ich hatte in der That nur drei oder vier Schwingungen vorübergehen lassen, als ich die Beobachtung begann. Die folgenden Werthe des Decrements sind constanter, sie weichen vom Mittelwerthe höchstens um etwa den 25sten Theil desselben ab. Bessere Uebereinstimmung findet man, wenn man je zwei entfernt liegende Beobachtungen benutzt, den Werth des Decrements zu berechnen. So finde ich aus

der zweiten und letzten, der dritten und vorletzten Beobachtung u. s. f. als Werthe des Decrements

0,1034; 0,1032; 0,1050; 0,1048 u. s. w.

Zahlen, die um weniger als ihren hundertsten Theil von ihrem Mittelwerthe abweichen. Es ist demnach als erwiesen anzusehen, daß die Amplituden nach dem Gesetz einer geometrischen Progression abnehmen.

Hieran schließt sich die Frage, in welcher Weise die Geschwindigkeit eines Flüssigkeitstheilchens mit wachsender Entfernung von der Scheibe abnimmt. Ich habe keine directe Versuche angestellt, die Richtigkeit des theoretisch gefundenen Gesetzes nachzuweisen. Ich habe mich nur überzeugt, daß die Bewegung in außerordentlich geringer Entfernung von der Scheibe als verschwindend klein gegen die der Scheibe zu betrachten ist. Der soeben mitgetheilten Beobachtung liefs ich in derselben Weise eine andere folgen, bei der der Rand der Scheibe nur einen Zoll von der Wand des Gefäßes entfernt war. Ich fand aus je zwei entfernt liegenden Beobachtungen die Werthe des Decrements, ebenfalls in Briggs'schen Logarithmen,

0,1031; 0,1040; 0,1038; 0,1036.

Brachte ich darauf die Scheibe wieder in die Mitte des Gefäßes, so fand ich auf dieselbe Weise die Werthe:

0,1040; 0,1042; 0,1040; 0,1044.

Während der Beobachtung war die Temperatur des angewandten Wassers von  $11^{\circ},0$  C. auf  $11^{\circ},5$  C. gestiegen. Aus allen drei Beobachtungen erhalte ich als mittlere Werthe aus obigen Zahlen

0,1041

0,1036

0,1041.

Der Einfluß der Gefäßwand auf die Bewegung der Scheibe ist also nicht zu bemerken, d. h. die Bewegung der Scheibe pflanzt sich nicht einen Zoll weit in die Flüssigkeit hinein fort. Man kann sich, wie ich bereits erwähnt habe, leicht überzeugen, daß sie bereits in sehr viel geringerer Entfernung verschwindet, indem man nämlich die

Scheibe dicht unter die Oberfläche bringt und die Oberfläche mit leichten Körpern bestreut.

Bequemer läßt sich die Frage nach der gesuchten Entfernung, bis zu welcher sich die Bewegung der Scheibe merklich fortpflanzt, entscheiden, indem man die Scheibe in verschiedenen Tiefen unter der Oberfläche beobachtet. Diese Versuche habe ich zweimal angestellt, einmal mit Brunnenwasser, das drei Tage an der Luft gestanden hatte, einmal mit frisch geschöpftem Brunnenwasser. Die Scheibe hing an einem andern Draht, als bei den vorher angegebenen Beobachtungen; die Zahlen sind also nicht mit den früheren vergleichbar.

Die Temperatur des abgestandenen Wassers war  $17^{\circ},4$  C. Ich fand, indem ich in der angedeuteten Weise das Mittel aus den beobachteten Werthen zog, folgende Werthe des logarithmischen Decrements für Briggs'sche Logarithmen. Berührte die Scheibe nur mit der unteren Fläche die Oberfläche des Wassers, so ergab sich

0,0555;

tauchte ich sie so tief ein, als nöthig war, daß das Wasser sich über ihr vereinigte, also bis zur Tiefe der capillaren Erhebungen am Rande eines Gefäßes, so fand ich für dieselbe Gröfse

0,741;

bei 3" (par. Maafs) Tiefe beobachtete ich

0,1040,

bei 6" Tiefe

0,1043

und endlich bei 12" Tiefe

0,1041.

Ebenso fand ich bei dem frischen Brunnenwasser, dessen Temperatur während des Versuchs von  $12,5$  auf  $13^{\circ},2$  C. stieg, bei Berührung der Oberfläche mit der unteren Seite

0,0539,

beim Eintauchen bis zur Tiefe der capillaren Höhe

0,0917,

bei 12" Tiefe

0,1106

Aus diesen Beobachtungen geht hervor, daß in höchstens 3 Linien Entfernung von der Scheibe die Geschwindigkeit der Flüssigkeit weniger als den hundertsten Theil von der der Scheibe beträgt. Diefs ist in außerordentlicher Uebereinstimmung mit dem berechneten Werthe dieser Entfernung, den man aus der theoretisch abgeleiteten Formel unter Benutzung des beobachteten Werths von  $\eta$  erhält.

Zugleich folgt aus den Beobachtungen als zweites bemerkenswerthes Resultat, daß die capillare Erhebung des Wassers am Rande der halb eingetauchten Scheibe keinen Einfluß auf die Bewegung der Flüssigkeit wie der Scheibe ausübt. Denn sollen die Formeln des §. 1 auf dieses Experiment angewandt werden, so ist in denselben  $R^*$  durch  $\frac{1}{2} R^*$  zu ersetzen. Mit Vernachlässigung des Quadrats des logarithmischen Decrements gegen dieses selber, findet man also dieses im Falle der halb eingetauchten Scheibe halb so groß wie im Falle der vollständig eingetauchten, vorausgesetzt daß die Beschaffenheit der Oberfläche den Vorgang nicht alterirt. Verdopple ich nun die für die halb eingetauchte Scheibe gefundenen Decremente

0,0555 und 0,0539,

so finde ich die Zahlen

0,1110 und 0,1078,

die von den für die ganz eingetauchte Scheibe beobachteten

0,1041 und 0,1106

nicht viel verschieden sind. Dasselbe Resultat hatte ein mit der kleineren Messingscheibe angestellter Versuch; ich fand für die halb eingetauchte Scheibe bei einer Temperatur des Wassers von  $19^{\circ},0$  C.

$0,02028 = \frac{1}{2} \cdot 0,04056$

und für die ganz eingetauchte

0,0412.

Kann man dies Resultat als eine Bestätigung der Theorie ansehen, so gilt dasselbe von der Relation zwischen der Vergrößerung der Schwingungsdauer durch die Reibung der Flüssigkeit bei halb und ganz eingetauchter Scheibe. Nach der Theorie soll dieselbe im letzteren Falle angenähert dop-

pelt so groß seyn wie im ersteren. Diefs bestätigen folgende zwei Beobachtungen. Der Apparat hatte mit der größeren Scheibe in der Luft eine Schwingungsdauer von 12",374;

wurde die Scheibe in Wasser von 17°,75 C. halb eingetaucht, so betrug die Schwingungszeit

$$12",823,$$

sie wurde also durch die Reibung an der unteren Fläche vermehrt um

$$0",449 = \frac{1}{4} \cdot 0",898;$$

tauchte ich die Scheibe ganz, etwa 1" tief, ein, so fand ich 13",263,

also eine Vermehrung von

$$0",889.$$

Ebenso fand ich die Schwingungsdauer des Apparats mit der kleineren Messingscheibe in der Luft

$$9",733,$$

und, war die Scheibe zur Hälfte in Wasser von 19°,0 C. eingetaucht,

$$9",860,$$

und bei völliger Eintauchung bis zur Tiefe von etwa 1"

$$10",00.$$

Die Vermehrungen betrugen also

$$0",127 = \frac{1}{4} \cdot 0",254 \text{ und } 0",267.$$

Nach der Theorie soll ferner diese Zunahme der Schwingungsdauer in Folge der Reibung der Flüssigkeit dem Unterschiede der logarithmischen Decrementen bei Schwingungen in der Flüssigkeit und in der Luft proportional seyn; oder genauer, es soll nach der im §. 1. gebrauchten Bezeichnung die Gleichung

$$\frac{T - T_0}{T_0} = \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\pi}$$

erfüllt seyn.

Folgende Tabelle enthält die zur Prüfung dieses Gesetzes angestellten Beobachtungen.



Flüssigkeit.	Temp.	T	T <sub>0</sub>	( $\epsilon$ )	( $\epsilon - \epsilon_0$ )	$\frac{T - T_0}{T_0}$	$\frac{\epsilon - \epsilon_0}{\epsilon}$	Differenz
Brunnenwasser	15°, 2 C.	10°, 00	9°, 73	0,0412	0,0400	0,028	0,0293	+ 0,0013
Destillirtes Wasser	15, 5	5, 568	5, 463	0,03075	0,02977	0,019	0,0218	+ 0,0028
Alaunlösung 1	14, 4	6, 45	6, 31	0,0440	0,0396	0,022	0,0290	+ 0,0070
Natronsalpeterlös.	18, 2	6, 65	"	0,0695	0,0649	0,054	0,0476	- 0,0064
" 2	17, 3	6, 52	"	0,0591	0,0535	0,033	0,0392	+ 0,0062
" 4	16, 8	6, 49	"	0,0422	0,0376	0,028	0,0276	- 0,0004
Destillirtes Wasser	18, 3	6, 43	"	0,0383	0,0336	0,019	0,0246	+ 0,0056
Räbel	12, 4	10, 3	8, 04	0,360	0,359	0,29	0,263	- 0,027
"	13, 9	10, 0	"	0,347	0,346	0,25	0,254	+ 0,004
"	18, 1	9, 4	"	0,268	0,267	0,17	0,196	+ 0,026
"	24, 5	8, 8	"	0,223	0,222	0,10	0,162	+ 0,062
"	29, 5	8, 8	"	0,198	0,197	0,10	0,144	+ 0,044
"	31, 6	8, 8	"	0,190	0,189	0,10	0,138	+ 0,038

In dieser Tabelle enthält die erste Columne die Bezeichnung der angewandten Flüssigkeit, die zweite die Temperatur derselben in Centesimalgraden, die dritte die Schwingungsdauer in der Flüssigkeit, die vierte dieselbe in der Luft, die fünfte das logarithmische Decrement der Amplituden in der Flüssigkeit, in Brigg'schen Logarithmen, die sechste dasselbe verkleinert um das Decrement bei Schwingungen in der Luft ebenfalls in Brigg'schen Logarithmen, die siebente ist aus der dritten und vierten berechnet, die achte aus der sechsten und auf natürliche Logarithmen reducirt, die neunte enthält die Differenz der beiden letzten.

Die Uebereinstimmung der beiden vorletzten Columnen ist so groß, wie man erwarten darf, da der Werth von  $T$  mit Ausnahme der beiden ersten Beobachtungen nur durch eine einzige Messung von einigen Schwingungsdauern bestimmt worden ist.

Zu allen in vorstehender Tabelle enthaltenen Beobachtungen diente die kleinere Messingscheibe. Ich werde weiter unten noch eine Versuchsreihe über denselben Gegenstand angeben, die mit allen Scheiben ausgeführt wurde.

Ich wende mich vorher zu einer andern Prüfung der Theorie, deren Zweck namentlich der ist, zu entscheiden, ob die von mir angewandten Scheiben groß genug sind, um die bei Herleitung der Theorie gemachten Annäherungen rechtfertigen zu können, ich meine, zur Prüfung des Gesetzes, nach welchem das logarithmische Decrement vom Radius der Scheibe abhängen soll.

Die Resultate der ersten Reihe von Beobachtungen, welche zu der genannten Prüfung der Theorie dienen sollten, sind in folgender Tabelle zusammengestellt.

		Temperatur.	Logar. Decr.
3	Große Messingscheibe	15°,9 C.	0,0987
4	Kleinere " 1)	16 ,0	0,0407
2	" " "	15 ,75	0,0404
1	Apparat ohne Scheibe 2)	15 ,8	0,00420
5	" " "	16 ,1	0,00412

1) mit dem anfänglichen größeren Radius.

2) d. h. nur mit den kleinen Einklemmscheiben.

Die erste Columnne enthält die Ordnungszahlen der Beobachtungen, die zweite die Angabe der angewandten Scheibe, die dritte die Temperatur des zum Versuche benutzten Brunnenwassers, die vierte das logarithmische Decrement in Briggs'schen Logarithmen. Außerdem wurde bei Anwendung der größeren Scheibe beobachtet die Schwingungsdauer in der Luft

$$T = 10'',54$$

und das logarithmische Decrement der Schwingungen derselben in der Luft

$$0,0020,$$

ebenfalls in Briggs'schen Logarithmen. Die Ausführung der gleichen Beobachtungen für die kleinere Scheibe und den Apparat ohne Scheibe wurde leider dadurch verhindert, daß der benutzte Draht verbogen und dadurch zur ferneren Benutzung untauglich wurde.

Ich habe daher diese Beobachtungen unter der Voraussetzung in die Rechnung eingeführt, daß das logarithmische Decrement der Amplituden in der Luft für alle 3 Anordnungen des Apparats dasselbe sey, und daß das Torsionsmoment des Drahts durch die Belastung durch die Scheibe nicht erheblich geändert werde. Ich habe mich daher auch mit der ersten angenäherten Form des Gesetzes begnügt, und zwar demselben die Gestalt

$$\frac{(e - e_0) M^{\frac{1}{2}}}{\left(R + \frac{\delta}{2}\right)^4} = \text{const.}$$

gegeben. Als Werth dieser Constanten finde ich aus den angeführten Beobachtungen, nachdem dieselben durch lineare Interpolation auf 15°,9 C. reducirt sind, für natürliche Logarithmen:

größere Messingscheibe: 0,0656

kleinere Messingscheibe: 0,0687

Apparat ohne Scheibe: 0,0847

Die große Abweichung für den Apparat ohne Scheibe kann nicht auffallen, da die Einklemmungsscheiben einen

sehr kleinen Radius haben. Es sind daher die Voraussetzungen der Theorie nicht erfüllt; und außerdem ist die Reibung des Wassers an dem zum Theil mit eingetauchten Stiel des Apparats nicht gegen die an dieser kleinen Scheibe zu vernachlässigen. Will ich die Reibung am Stiel mit in Rechnung ziehen, so habe ich das Gesetz in der Form

$$\frac{(\epsilon - \epsilon_0) M_1^{\frac{1}{2}} - (\epsilon_2 - \epsilon_0) M_2^{\frac{1}{2}}}{\left(R + \frac{\delta}{2}\right)^4 - \left(R_2 + \frac{\delta_2}{2}\right)^4} = \text{const.}$$

in die Rechnung einzuführen, wo  $\epsilon$ , und  $M$ , das logarithmische Decrement und das Trägheitsmoment des Apparats ohne Scheibe,  $R$ , und  $\delta$ , Radius und Dicke der Einklemmungsscheiben bezeichnen. So erhalte ich als Werth der Constanten aus der Beobachtung mit der

größeren Scheibe: 0,0656

kleineren Scheibe: 0,0669.

Die Uebereinstimmung ist also jetzt weit größer als bei der ersten ungenaueren Berechnung.

Einen ähnlichen Grad von Uebereinstimmung zeigt eine zweite Reihe von Beobachtungen, die ebenfalls mit den beiden Messingscheiben in Brunnenwasser, aber mit einem andern Aufhängungsdrahte angestellt wurden. Die Temperatur des Wassers war  $14^{\circ},75$  C. Der Radius der kleineren Scheibe ist der ursprüngliche größere. Die angegebenen logarithmischen Decremente beziehen sich auf Briggs'sche Logarithmen.

	Logarithm. Decr.		Schwingungszeit in d. Luft
	im Wasser	in d. Luft	
Kleinere Scheibe	0,0420	0,0013	9",72
Größere Scheibe	0,1057		12",33
Apparat ohne Scheibe	0,0026		8",53

Nehme ich wieder an, daß das logarithmische Decrement der Schwingungen in der Luft für alle drei Versuche dasselbe ist, und berechne die Versuche nach der zuletzt angegebenen Formel, so finde ich als Werthe der Constanten aus der Beobachtung mit der

größeren Scheibe: 0,0713

kleineren Scheibe: 0,0723

Nehme ich dagegen auf die Aenderung des Torsionsmoments mit der Belastung Rücksicht, schreibe also das Gesetz in der strengeren Form

$$\frac{M_1}{\sqrt{T_1}} = \frac{M_2}{\sqrt{T_2}} = \text{const.},$$

$$\left(R + \frac{\delta_1}{2}\right)^4 - \left(R + \frac{\delta_2}{2}\right)^4 = \text{const.},$$

wo  $T_1 = 8",53$  ist, so finde ich für die Constante die Werthe:

größere Scheibe: 0,214

kleinere Scheibe: 0,217,

also eine Uebereinstimmung von derselben Ordnung. Die aus den Beobachtungen mit der kleineren Scheibe berechneten Werthe der Constanten sind immer um etwa den 70 sten Theil des ganzen Werths größer.

Endlich habe ich noch eine Reihe von Beobachtungen mit allen Scheiben angestellt, theils in der Absicht, die zuletzt erörterten Gesetze durch schärfere Beobachtung und strengere Rechnung zu prüfen, theils zu dem Zwecke, die bisher stillschweigend gemachte Voraussetzung, daß das Wasser fest an der Oberfläche der Scheiben hafte, daß also die Constante  $E$  der äußeren Reibung unendlich groß sey, für die angewandten Scheiben als richtig nachzuweisen.

Bei den Versuchen vergrößerte ich, um eine längere Reihe von Beobachtungen jedes logarithmischen Decrements und jeder Schwingungsdauer zu erhalten, das Trägheitsmoment des Apparats um das des früher beschriebenen Bleirings. Ich legte denselben auf die getheilte Scheibe, auf der seine richtige Lage durch feine Striche markirt wurde. Ich habe denselben auch bei manchen andern Beobachtungen, bei denen ich eine längere Dauer der Schwingungen wünschte, benutzt. Er ist deshalb in der beigelegten Zeichnung des Apparats (Fig. 2, m, Taf. III) in dieser Lage dargestellt. Ich beobachtete die Schwingungen der Scheiben in der Luft und in destillirtem Wasser, und zwar be-

stimmte ich logarithmisches Decrement und Schwingungsdauer in der Luft gleichzeitig durch Beobachtungen in Intervallen von 5 Minuten, ferner nach einander das logarithmische Decrement im Wasser durch Beobachtung jeder Schwingung und die Schwingungsdauer im Wasser durch so häufige Beobachtung, als das Zählen der Uhrschräge erlaubte. Ich wiederholte in der Regel diese Beobachtung so lange, bis die Doppelamplitude des Apparats von der anfänglichen von  $120^\circ$  auf  $20^\circ$  sich erniedrigt hatte. Aus jeder Reihe von Beobachtungen wurde die gesuchte Gröfse nach der Methode der kleinsten Quadrate berechnet. In folgender Tabelle habe ich bei jeder Gröfse die Anzahl der Beobachtungen angegeben, aus der dieselbe abgeleitet ist. Dabei bedeutet \*), dafs die Beobachtungen zwei verschiedenen Reihen angehören; \*\*), dafs 3 Reihen zur Berechnung dienten. Die aufgeführten logarithmischen Decremente sind auf Briggs'sche Logarithmen bezogen. Der Durchmesser der kleineren Scheibe ist bei diesen Beobachtungen der kleinere  $49''{,}57$  par.

	Temperatur der Luft	Schwin- gungs- zeit in der Luft	Loga- rithm. Decem.	Anzahl der Beobachtungen	Temperatur der Luft	Temperatur des Wassers	Schwin- gungs- zeit im Wasser	Anzahl der Beobachtungen	Temperatur der Luft	Temperatur des Wassers	Loga- rithm. Decem. im Wasser	Anzahl der Beobachtungen
Glascheibe	16°, 8 C.	7", 9026	0,000723	30	16°, 9 C.	16°, 0 C.	8", 0264	10	17°, 3 C.	16°, 1 C.	0,02532	39
Kleinere Messingsch.	16, 9	8, 0272	0,000935	16	16, 4	15, 1	8, 1333	9	16, 4	15, 1	0,02078	38
Größere Messingsch.	16, 5	9, 2252	0,000837	28	17, 4	14, 9	9, 6192	16*	17, 4	14, 9	0,05995	33*
Weißbleischeibe	17, 3	9, 4220	0,001690	15	18, 1	14, 0	11, 05	10**	15, 8	13, 95	0,17916	20**
Ohne Scheibe	18, 0	7, 5370	0,000608	32	21, 55	17, 3	7, 5471	13	21, 55	17, 3	0,00166	13
Weißbleischeibe	21, 5	9, 4450	0,001624	16	21, 2	18, 7	10, 913	11**	21, 2	18, 7	0,16951	11*
Größere Messingsch.	18, 55	9, 2323	0,000828	26	20, 1	16, 85	9, 6680	13*	20, 1	16, 85	0,05891	17
Kleinere Messingsch.	20, 15	8, 0284 <sup>1)</sup>	0,000673	26	17, 8	14, 85	8, 1368	18	17, 5	14, 85	0,02097	38
Glascheibe	18, 6	7, 9113 <sup>1)</sup>	0,000711	28	18, 9	15, 9	8, 0407	18	18, 9	15, 9	0,02544	38

Um diese Beobachtungen auf die Gesetze der Reibung des Wassers anwenden zu können, reducire ich dieselben durch lineare Interpolation auf eine Wassertemperatur von 15°, 5 C. Es steht dabei ein Zweifel über die Lufttemperatur, auf die die so reducirten Beobachtungen sich beziehen. Ich habe angenommen, daß die dem reducirten Werthe angehörige Lufttemperatur auf dieselbe Weise der Interpolation aus den beiden beobachteten Werthen erhalten wird. Auf diese selbe Lufttemperatur habe ich die entsprechenden in der Luft angestellten Beobachtungen, ebenfalls durch lineare Interpolation, reducirt. So habe ich folgende reducirte Werthe erhalten.

1) Aus diesen beiden Beobachtungen, die unmittelbar nach einander angestellt wurden, ist der S. 218 angegebene Werth des Trägheitsmoments des Apparats mit der Glascheibe berechnet worden.



	Temperatur der Luft		Logarithm. Decr.		Differenz	Temperatur der Luft		Schwingungzeit		Differenz
	in der Luft	im Wasser	in der Luft	im Wasser		in der Luft	im Wasser	in der Luft	im Wasser	
Ohne Scheibe	17° 6 C.	0,00166	0,00061	0,00166	0,00105	20° 0 C.	7",5471	7",5370	7",5471	0",0101
Kleinere Messingscheibe	17,0	0,02065	0,00083	0,02065	0,01972	17,0	8,1277	8,0273	8,1277	0,1004
Glauscheibe	18,1	0,02567	0,00071	0,02567	0,02496	17,9	8,0979	7,9079	8,0979	0,1900
Größere Messingscheibe	18,7	0,05963	0,00083	0,05963	0,05880	18,7	9,6344	9,2329	9,6344	0,4015
Weißblechscheibe	18,5	0,17601	0,00167	0,17601	0,17434	19,1	11,00	9,4318	11,00	1,57

Hier sind die Scheiben nach der Größe geordnet.

Nach der Theorie sollen diese Beobachtungen angenähert dem Gesetze genügen, das

$$\frac{M}{R^4 + 2R^2} \frac{e - e_0}{\sqrt{T_0}} = \text{Const.}$$

ist, oder das, abgesehen von der Aenderung des Torsionsmoments durch die Belastung

$$\frac{T_0^{\frac{1}{2}}}{R^4 + 2R^2} (e - e_0) = \text{Const.}$$

sey. Berechne ich den Werth dieser Constanten aus den angegebenen Zahlen, so finde ich, bezogen auf Briggs'sche Logarithmen, aus der Beobachtung an



dem Apparat ohne Scheibe	0,0005517
der kleineren Messingscheibe	0,0004379
der Glasscheibe	0,0004378
der größeren Messingscheibe	0,0004163
der Weisblechscheibe	0,0003747

Diese Zahlen zeigen also statt der gewünschten Uebereinstimmung die regelmässigste Abnahme mit wachsendem Radius der Scheibe.

Berechne ich aber die Constante nach der strengen Form des Gesetzes:

$$\text{const.} = \frac{T_0^{\frac{1}{2}}}{R^4 + 2R^3\delta} \left[ \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\pi} + \left( \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\pi} \right)^2 + \frac{5}{4} \left( \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\pi} \right)^3 + \frac{9}{4} \left( \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\pi} \right)^4 + \dots \right]$$

wo jetzt  $\epsilon$  und  $\epsilon_0$  die natürlichen Logarithmen, also das 23025fache der angegebenen logarithmischen Decremente, bezeichnen, so erhalte ich als Werthe der Constanten aus der Beobachtung an

dem Apparat ohne Scheibe	0,0004047
der kleineren Messingscheibe	0,0003257
der Glasscheibe	0,0003269
der größeren Messingscheibe	0,0003190
der Weisblechscheibe	0,0003166

Berücksichtige ich noch die mögliche Aenderung des Torsionsmoments durch die Belastung, schreibe also das Gesetz in der Form

$$\text{const.} = \frac{M}{(R^4 + 2R^3\delta)\sqrt{T_0}} \left[ \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\pi} + \left( \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\pi} \right)^2 + \frac{5}{4} \left( \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\pi} \right)^3 + \frac{9}{4} \left( \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\pi} \right)^4 + \dots \right]$$

so erhalte ich als Werthe der Constanten:

Apparat ohne Scheibe	0,09194
Kleinere Messingscheibe	0,07388
Glasscheibe	0,07421
Größere Messingscheibe	0,07254
Weisblechscheibe	0,07159

Diese, wie die vorher angegebenen Zahlen zeigen denselben Grad von Uebereinstimmung, bis auf etwa den 30sten Theil des ganzen Werthes, wenn man von der Beobachtung am Apparat ohne Scheibe abieht. Die große Abweichung dieser Beobachtung läßt vermuthen, daß bei den kleineren Scheiben die Reibung an der cylindrischen Axe des Apparats merklichen Einfluß haben könnte. Ich habe daher die Beobachtungen auch nach den Formeln

$$\text{const.} = \frac{T_0^{\frac{1}{2}}}{R^4 + 2R^2\delta - (R_1^4 + 2R_1^2\delta_1)} \left[ \left( \frac{\varepsilon - \varepsilon_1}{\pi} \right) + \left( \frac{\varepsilon - \varepsilon_1}{\pi} \right)^3 + \frac{5}{4} \left( \frac{\varepsilon - \varepsilon_1}{\pi} \right)^5 + \frac{9}{4} \left( \frac{\varepsilon - \varepsilon_1}{\pi} \right)^7 + \dots \right]$$

$$\text{const.} = \frac{M}{[R^4 + 2R^2\delta - (R_1^4 + 2R_1^2\delta_1)] \sqrt{T_0}} \left[ \left( \frac{\varepsilon - \varepsilon_1}{\pi} \right) + \left( \frac{\varepsilon - \varepsilon_1}{\pi} \right)^3 + \frac{5}{4} \left( \frac{\varepsilon - \varepsilon_1}{\pi} \right)^5 + \frac{9}{4} \left( \frac{\varepsilon - \varepsilon_1}{\pi} \right)^7 + \dots \right]$$

in denen  $\varepsilon_1$  und  $(R_1^4 + 2R_1^2\delta_1)$  sich auf den Apparat ohne Scheibe beziehen, in denen also

$$\varepsilon_1 = 0,00166 \cdot 2,3025 \dots \text{ und } R_1^4 + 2R_1^2\delta_1 = 39,4$$

in Centimetern ist, berechnet und als Werthe der Constanten erhalten:

Kleinere Messingscheibe 0,0003258; 0,07390

Glasscheibe 0,0003243; 0,07362

Größere Messingscheibe 0,0003175; 0,07220

Weißblechscheibe 0,0003180; 0,07191.

Alle angegebenen Werthe der nach der Theorie constanten Größe sind also nicht völlig constant, sondern es zeigt sich deutlich mit wachsendem Halbmesser der Scheibe eine geringe Abnahme des Werthes. Es ist demnach wohl nicht zu bezweifeln, daß, wenigstens bei den kleineren Scheiben, die bei der Herleitung der Theorie gemachten Voraussetzungen nicht so weit gerechtfertigt sind, daß der begangene Fehler von der Ordnung der möglichen Beobachtungsfehler wäre. Dies ist um so mehr zu bedauern, da ich, mich stützend auf die Resultate der früheren roheren Beobachtungen, fast alle Bestimmungen der Reibungs-

constanten mit der kleineren Messingscheibe ausgeführt habe. Die von mir gefundenen Zahlen sind daher ein wenig zu groß. Dies ist in Uebereinstimmung mit dem Einfluss der bei der theoretischen Behandlung des Problems eingeführten Annäherungen. Dort habe ich einen Theil der Reibung vernachlässigt, den ich mit beobachte. Die Berechnung des Experiments nach der angenäherten Formel giebt also zu große Werthe der Reibungsconstanten.

Indefs kann der Fehler meiner Zahlen nicht so bedeutend seyn, daß sich dadurch die Abweichung von den Resultaten andrer Beobachtungen erklären liesse. Denn nach den oben angegebenen Zahlen sind bei den beiden größeren Scheiben die Voraussetzungen der Theorie bis zur Gränze der Genauigkeit der Beobachtungen erfüllt. Die durch diese beiden Scheiben gefundenen Werthe der constanten Größen sind also als richtig anzusehen; die aus den mit den kleineren Scheiben angestellten Beobachtungen abgeleiteten Werthe dieser Constanten können demnach höchstens einen Fehler von  $\frac{1}{10}$  des ganzen Werths enthalten. Diese Constante ist der Quadratwurzel aus dem Reibungscoefficienten proportional. Der aus den Versuchen mit den kleineren Scheiben berechnete Werth des Reibungscoefficienten ist also mindestens bis auf den 15. Theil seines ganzen Werths verbürgt.

Es folgt aus den Beobachtungen ferner das bereits erwähnte Resultat, daß die Reibung des Wassers an der Scheibe in der That als unendlich groß anzusehen ist. Denn die Beobachtungen an der Glasscheibe zeigen eine vollständige Uebereinstimmung mit denen an der kleineren Messingscheibe; und ebenso stimmen die an den beiden größeren Scheiben gefundenen Resultate so gut wie vollkommen überein. Die Reibung des Wassers an der gläsernen, den messingnen und der Zinn-Oberfläche ist also dieselbe. Nun ist aus Poiseuilles Versuchen<sup>1)</sup> bekannt, daß die Reibung des Wassers am Glase als unendlich betrachtet werden darf. Dasselbe ist also von den Oberflächen meiner

1) Helmholtz und v. Piotrowski a. a. O. S. 56.

Messing- und Weissblechscheiben zu behaupten. Für Messing ist dasselbe Resultat bereits durch Jacobson's Versuche<sup>1)</sup> nachgewiesen.

Ich benutzte ferner die angeführten Beobachtungen zu einer Controlle der zwischen den logarithmischen Decrements und den Schwingungsdauern stattfindenden Relation, Gleichung (24), §. 1,

$$\frac{t-t_0}{\pi} + \left(\frac{t-t_0}{\pi}\right)^2 + \frac{5}{4}\left(\frac{t-t_0}{\pi}\right)^3 + \frac{9}{4}\left(\frac{t-t_0}{\pi}\right)^4 + \dots$$

$$= \frac{T-T_0}{T_0} - \left(\frac{T-T_0}{T}\right)^2 + \left(\frac{T-T_0}{T}\right)^3 - \left(\frac{T-T_0}{T}\right)^4 + \dots$$

wo unter den  $t$  und  $t_0$  wieder die natürlichen Logarithmen zu verstehen sind. Ich erhalte als Werth der

	linken	rechten
	Seite der	Gleichung
beim Apparat ohne Scheibe . . .	0,0008	0,0013
bei der kleineren Messingscheibe . . .	0,0147	0,0123
„ „ Glasscheibe . . . . .	0,0186	0,0235
„ „ grösseren Messingscheibe . . .	0,0451	0,0417
„ „ Weissblechscheibe . . .	0,1473	0,1439

Diese Zahlen zeigen, wenn auch keine befriedigende Uebereinstimmung, doch ein ähnliches Gesetz; und mehr ist wegen der Kleinheit der Unterschiede der Schwingungszeiten und der Veränderlichkeit derselben nicht zu erwarten.

Ich habe endlich diese Beobachtungen, soweit sie in der Luft angestellt sind, benutzt, um für die Reibung der Luft dasselbe Gesetz, wie für tropfbare Flüssigkeiten nachzuweisen. Durch Reduction der direct beobachteten Zahlen vermöge linearer Interpolation auf 18°, 0 C. Lufttemperatur erhalte ich für den in der Luft schwingenden Apparat folgende Werthe der Schwingungszeit und des logarithmischen Decrements.

Ohne Scheibe . . . . .	7",5370	0,000608
Kleinere Messingscheibe . . .	8",0276	0,000846
Glasscheibe . . . . .	7",9084	0,000715
Größere Messingscheibe . . .	9",2304	0,000830
Weissblechscheibe . . .	9",4258	0,001679.

1) Reichert's und du Bois' Archiv 1860.

Die logarithmischen Decremente sind in Briggs'schen Logarithmen angegeben.

Mit Vernachlässigung der Glieder, welche von dem Product der Widerstandsconstante  $\alpha$  des Drahts in Potenzen des Reibungscoefficienten und der Dichtigkeit der Luft abhängen, bestehen die logarithmischen Decremente aus drei Theilen. Der erste rührt allein vom Widerstande des Drahtes her, der zweite von der Reibung der Luft an der getheilten Scheibe mit dem auf ihr liegenden Bleiring und der dritte von der Reibung an der andern ungetheilten Scheibe. Die Reibung an den übrigen Theilen des Apparats kann vernachlässigt werden. Bei Fortlassung der Glieder zweiter Ordnung hat nach den früheren Entwicklungen das logarithmische Decrement die Form:

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{2} \frac{\alpha}{M} T_0 + \frac{\pi(R_1^2 + 2R_1^2\delta_0 + R_2^2 + 2R_2^2\delta + 2(R_1^2 + R_2^2)\delta_1)}{4M} \sqrt{2\pi\eta_0\rho_0} T_0$$

worin  $R_0$  und  $\delta_0$  Radius und Dicke der getheilten Scheibe und  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $\delta$ , den inneren und äußeren Radius und die Dicke des Bleirings bezeichnen;  $\eta_0$  und  $\rho_0$  sind die innere Reibungsconstante und die Dichtigkeit der atmosphärischen Luft, alle übrigen Zeichen haben die bisherigen Bedeutungen. Die numerischen Werthe der hier vorkommenden Gröfsen sind mit Ausnahme der Höhe  $\delta_1$  des Bleirings, bereits oben angegeben. Diese Höhe beträgt  $\delta_1 = 2''{,}87$  par. M. Diese Formel wende ich auf die oben angegebenen Beobachtungen an und berechne aus denselben die allein unbekannten constanten Coefficienten  $\alpha$  und  $\sqrt{\eta_0\rho_0}$  nach der Methode der kleinsten Quadrate. Dabei nehme ich alle Gröfsen ausser  $\varepsilon_0$  als richtig beobachtet an, weil die Bestimmung von  $\varepsilon_0$  als der kleinsten Gröfse, die unsicherste von allen ist.

Ich finde so als Werthe der beiden gesuchten Gröfsen

$$\alpha = 0,967 \quad \sqrt{\eta_0\rho_0} = 0,0006836$$

bezogen auf Centimeter und Secunden als Einheiten. Setze ich diese Zahlen in die obige theoretische Formel für  $\varepsilon_0$  ein, so erhalte ich folgende berechnete Werthe dieser Gröfse;

daneben stelle ich die beobachteten und die Differenz beider.

	berechnet;	beobachtet;	Differenz.
Apparat ohne Scheibe .	0,0006601;	0,000608;	+0,0000521
Kleinere Messingscheibe	0,0007164;	0,000846;	-0,0001296
Glasscheibe . . . . .	0,0007596;	0,000715;	+0,0000446
Größere Messingscheibe	0,0008596;	0,000830;	+0,0000296
Weißblechscheibe . . .	0,0016816;	0,001679;	+0,0000026

Das ist eine Uebereinstimmung, wie sie bei so kleinen beobachteten Größen nicht besser gewünscht werden kann.

Die berechneten logarithmischen Decremente sind in folgender Weise aus den drei Theilen, 1) dem von dem Widerstande des Drahts, 2) dem von der Reibung der Luft an der getheilten, 3) an der ungetheilten Scheibe herrührenden Theile zusammengesetzt.

	1.	2.	3.
Apparat ohne Scheibe .	0,0001227;	0,0005325;	0,0000049
Kleinere Messingscheibe	0,0001152;	0,0004853;	0,0001159
Glasscheibe . . . . .	0,0001169;	0,0004961;	0,0001466
Größere Messingscheibe	0,0001004;	0,0003946;	0,0003646
Weißblechscheibe . . .	0,0000983;	0,0003822;	0,0012011

Die Reibung der Luft hat also auf die Abnahme der Amplituden des Apparats einen weit größeren Einfluss als der Widerstand, den der Aufhängungsdraht der Bewegung bietet. Hierin liegt der Grund für die früher (S. 211) eingeführte Reduction der Schwingungsdauer auf den luftleeren Raum.

(Schluss im nächsten Hef.)

## II. Ueber die vortheilhafteste Form der Magnete; von Dr. Lamont.

Je weiter die Lehre vom Magnetismus in ihrer Entwicklung fortschreitet, desto wichtiger wird die Entscheidung der Frage, welche Form man den Magneten geben solle, um den vortheilhaftesten Effect zu erlangen. Wenn wir uns zunächst auf diejenigen Magnete beschränken, welche zur Untersuchung des Erdmagnetismus verwendet worden sind, so finden wir, daß von Einigen spitzig zulaufende, von Andern flach prismatische Nadeln für die zweckmäßigsten erklärt wurden; auch massive oder hohle Cylinder sind empfohlen worden. Es ist mir übrigens nicht bekannt, daß entscheidende Versuche bisher ausgeführt worden wären; nicht einmal die Principien hat man meines Wissens festgestellt, nach welchen die Vorzüglichkeit der einen Form vor den übrigen beurtheilt werden soll. In letzterer Beziehung wird sich übrigens bei näherer Erwägung zeigen, daß kaum eine Unsicherheit oder Verschiedenheit der Ansichten eintreten dürfte, da es im Allgemeinen nur drei Beziehungen giebt, die bei Magneten in Betracht kommen, und es nicht zweifelhaft seyn kann, in welchem Verhältnisse diese Bestimmungen zum Erfolge stehen.

Die drei hier angedeuteten Bestimmungen sind: das magnetische Moment, das Gewicht oder die Masse und das Trägheitsmoment, und diejenige Form ist als die vortheilhafteste anzuerkennen, bei welcher ein möglichst großes magnetisches Moment mit einer möglichst kleinen Masse und einem möglichst kleinen Trägheitsmoment vereinigt wird.

Der directe Weg über die vortheilhafteste Form der Magnete zu entscheiden würde darin bestehen, gehärtete Stahlstäbe von verschiedenen Formen sich zu verschaffen, sie bis zur Sättigung zu magnetisiren und für jede Form die obigen Bestimmungen durch Messung zu ermitteln. Nach dieser Methode habe ich zwar verschiedene Versuche angestellt,



aber denselben keine große Ausdehnung gegeben, weil ich einen andern Weg gefunden habe, der einfacher und sicherer zum Ziele führt.

Ein Magnet ist zusammengesetzt aus *magnetisirten Moleculen*. Würde man die Molecule trennen, so würde sich zeigen, daß jedes Molecul einen kleinen Magnet bildet mit einer bestimmten Quantität positiven und negativen Magnetismus, und dies ist es, was ich als *selbstständigen Magnetismus* der Molecule bezeichne. Sobald man die Molecule zusammenlegt, so inducirt jedes in den übrigen neuen Magnetismus und zu dem selbstständigen Magnetismus eines jeden Moleculs kommt noch eine mehr oder weniger beträchtliche Quantität *inducirten Magnetismus* je nach der Lage, welche das Molecul im Magnete einnimmt.

Die ganze Wirkung eines Magnets wird bedingt durch den *selbstständigen* und *inducirten* Magnetismus der Molecule.

Ein Magnet ist dann bis zur Sättigung magnetisirt, wenn jedes Molecul den *möglichst größten selbstständigen* Magnetismus besitzt; daraus folgt zugleich, daß in einem bis zur Sättigung magnetisirten Stabe sämtliche Molecule *gleichen* selbstständigen Magnetismus haben.

Bringt man einen weichen Eisenkern von mäßiger Länge in eine sehr lange Spirale, die ein galvanischer Strom durchläuft, so wird bekanntlich auf jedes Molecul des Kerns *die selbe* magnetisirende Kraft ausgeübt, d. h. es wird jedem Molecul gleicher selbstständiger Magnetismus ertheilt und die gegenseitige Induction der Molecule tritt dann in Wirkung wie bei den Moleculen eines Magnets. Es ergibt sich daraus, daß die Vertheilung des Magnetismus bei einem Eisenkern, der in einer langen Spirale sich befindet, und bei einem Magnet, der bis zur Sättigung magnetisirt ist, *dieselbe* seyn wird, und die Gesetze unter obigen Beschränkungen eben so gut durch Eisenkerne wie durch Magnete bestimmt werden können. Durch Substitution von Eisenkernen aber erlangt man den großen Vortheil, daß die Untersuchung nicht bloß leichter ausführbar wird, sondern auch die störenden Einflüsse, welche aus der ungleichen



oder ungleichmäßigen Härte verschiedener Stäbe hervorgehen, so wie die Unsicherheit welche daraus entsteht, daß man nicht weiß, ob beim Magnetisiren der Sättigungsgrad<sup>1)</sup> wirklich erreicht sey, gänzlich wegfallen.

Die obigen Grundsätze sollen hier nur im Vorübergehen erwähnt werden, da sie bereits bei einer früheren Gelegenheit wenigstens im Umriss dargelegt worden sind<sup>2)</sup>, und demnächst in einer ausführlicheren Denkschrift näher erklärt werden sollen.

Es ist oben bereits ausgesprochen worden, daß die mehr oder weniger vortheilhafte Form eines Magnets nach dem

- 1) Wenn eine Nadel mit einem Paar Magnetstäben bestrichen wird, die etwas größer sind als die Nadel selbst, und dieses Bestreichen so lange fortgesetzt worden ist, bis die Nadel keinen Magnetismus mehr annimmt, so sagt man, sie sey »bis zur Sättigung magnetisirt,« wenn gleich nicht nachgewiesen ist, ob nicht durch größere Hülfsmittel ein weit stärkerer Magnetismus ertheilt werden könne. Ueber die Größe der Hülfsmittel, welche erfordert werden, um das Maximum der Kraft zu ertheilen, sind bisher keine genügenden Untersuchungen angestellt worden, und wie wenig die gewöhnlichen Ansichten hierüber begründet sind, mag aus Folgendem erhellen.

In der mechanischen Werkstätte der hiesigen Sternwarte befinden sich zwei Magnetisirungs-Apparate, wovon der eine aus zwei 25pfündigen Stäben besteht, der andere ein elektromagnetischer von großer Wirksamkeit ist. Unter den Versuchen, welche ausgeführt wurden, um das Verhältniß der beiden Apparate zu prüfen, kommt folgender Fall vor. Zwei prismatische Magnete, Länge 56<sup>''</sup>,0 und 56<sup>''</sup>,6, Breite 6<sup>'''</sup>,8 und 4<sup>'''</sup>,9, Dicke 1<sup>'''</sup>,5 und 1<sup>'''</sup>,0, vollkommen hart, wurden mit den 25pfündigen Stäben magnetisirt, und das magnetische Moment mittelst Ablenkung bestimmt, wobei ich erhielt:

größerer Magnet . . . Ablenkung . . . 116,3 Scalatheile

kleinerer Magnet . . . » . . . 81,7 »

Nachdem hierauf die beiden Nadeln mittelst des elektromagnetischen Apparates magnetisirt worden waren, ergab sich

größerer Magnet . . . Ablenkung . . . 177,8 Scalatheile

kleinerer Magnet . . . » . . . 112,4 »

Man sieht hieraus, daß die Magnetisirung mittelst der 25pfündigen Stäbe gegen den Sättigungsgrad zurückgeblieben war, und zwar bei dem größeren Magnet um etwas mehr, bei dem kleinern um etwas weniger als ein Drittheil.

- 2) Jahresbericht der Münchener Sternwarte für 1854, S. 27.

Verhältnisse des magnetischen Moments zu der Masse und zu dem Trägheitsmomente zu beurtheilen ist: was nun das Trägheitsmoment betrifft, so kommt es nur bei den Schwingungen in Betracht und ist von geringerer Bedeutung, weshalb wir zunächst das Verhältniss des magnetischen Moments zu der Masse untersuchen wollen.

I. Versuchsreihe. Um die Abhängigkeit des Magnetismus vom Durchmesser zu ermitteln, liess ich vier Eisenkerne (Fig. 6, Taf. II) von gleicher Länge =  $43''{,}2$  (pariser Maass) und gleichem Gewichte, aber ungleichem Querschnitt herstellen, und zwar war der Querschnitt bei

A ein gleichseitiges Dreieck; Länge einer Seite =  $7''{,}5$ ,

B ein Cylinder; Durchmesser =  $5''{,}7$ ,

C ein Quadrat; Länge einer Seite =  $5''{,}3$ ,

D ein Parallelogramm; Seiten =  $6''{,}0$  und  $4''{,}1$ ,

E ein Parallelogramm; Seiten =  $12''{,}4$  und  $2''{,}1$ .

In einer langen Spirale von 212 Windungen gaben diese Eisenkerne folgende magnetische Momente (reducirt auf gleiche Stromstärke):

	magn. Moment.	Masse.	Verhältniss.
A	7,255	1,00	7,255
B	6,806	0,99	6,875
C	7,300	1,14	6,404
D	6,952	1,05	6,621
E	8,248	1,13	7,299

Die Masse ist hier wie bei folgenden Versuchsreihen mittelst der Waage bestimmt, nicht aus den obigen nur approximativ angegebenen Dimensionen abgeleitet worden.

Die unvortheilhaftesten Formen sind das Prisma mit quadratischem Durchschnitte und der Cylinder, bei welchen die Masse um die Axe der Figur möglichst zusammengezogen wird, wogegen die grössere Ausbreitung der Masse bei den übrigen Formen von wesentlichem Vortheile sich erweist.

II. Versuchsreihe. Zwölf gleiche Lamellen aus Eisenblech (Fig. 7, Tafel II), Länge  $43''{,}2$ , Breite  $5''{,}3$ , Dicke  $0''{,}4$ , wurden so untersucht, dass zuerst ein einzelnes, dann zwei, drei u. s. w. aneinander gelegt oder vielmehr zusammenge-

bunden in die oben erwähnte Spirale gebracht wurden. Wenn die zwölf Lamellen aneinander gelegt waren, so bildeten sie ein Prisma sehr nahe von gleicher Größe wie C in der I. Versuchsreihe, und hatten ein Gewicht von 94,8 Grm. Die Resultate waren:

	magn. Moment.	Verhältniß zur Masse.
1 Lamelle	3,53	3,53
2 "	4,11	2,05
3 "	4,36	1,45
4 "	4,65	1,16
5 "	4,94	0,99
6 "	5,15	0,86
7 "	5,39	0,77
8 "	5,61	0,70
9 "	5,83	0,65
10 "	6,05	0,60
11 "	6,27	0,57
12 "	6,44	0,54

hier zeigt sich auffallend wie nachtheilig es ist die Dicke zu vermehren.

Den obigen Angaben zufolge würden 14,4 Parallelogramme, dem Gewichte nach, dem Prisma C (Versuchsreihe I) gleich seyn, und der ganze Magnetismus derselben hätte 6,874 betragen, eine zweifache Vergleichung gab aber 7,194, ohne Zweifel eine Folge davon, daß die Parallelogramme beim Ausglühen mit Zunder sich bedeckt hatten.

III. Versuchsreihe. Sechs Parallelogramme (Fig. 8, Taf. II) von 45",6 Länge, 0",3 Dicke und den Breiten 2",3, 4",6, 6",8, 9",1, 11",4, 13",7 wurden aus einer Eisenblechtafel herausgeschnitten, und, nachdem sie sorgfältig ausgeglüht worden waren, in die oben erwähnte Spirale gebracht; das Ergebniss war wie folgt:

	magn. Moment.	Masse.	Verhältniß zur Masse.
A	2,69	2,8	0,961
B	4,05	5,8	0,699
C	5,04	9,0	0,560
D	5,77	11,7	0,493
E	6,52	14,3	0,454
F	7,12	16,7	0,425

Hieraus ergibt sich, daß auch die Vergrößerung der Breite als nachtheilig zu betrachten ist, jedoch in geringerm Verhältnisse als wir es in der zweiten Versuchsreihe bei der Dicke gefunden haben.

IV. Versuchsreihe. Vier Nadeln (Fig. 9, Taf. II) von der Mitte aus spitzig zulaufend gegen beide Enden (verschobene Quadrate) wurden aus einer Eisenblechtafel herausgeschnitten. Sie hatten alle die gleiche Länge = 59", 6, die Breite in der Mitte verhielt sich sehr nahe wie 1, 2, 3, 4 und betrug bei der breitesten Nadel 19", 5. Die Beobachtung ergab folgende Zahlen:

	magn. Moment.	Masse.	Verhältniß zur Masse.
A	4,304	4,95	0,870
B	5,313	9,84	0,539
C	5,944	14,45	0,412
D	6,595	19,45	0,339

Man sieht hieraus, daß das Verhältniß des Magnetismus zum Gewichte um so vortheilhafter ist, je spitziger die Nadeln zulaufen, d. h. je geringer die Breite in der Mitte ist.

V. Versuchsreihe. Drei gleiche Nadeln (Fig. 10, Taf. II) der Form nach denen der vierten Versuchsreihe ähnlich, Länge 46", 0, Breite in der Mitte 13", 3 wurden angefertigt; von zweien wurde ein Theil aus der Mitte herausgenommen, so daß sie durchbrochen verschobene Quadrate darstellten, und der herausgeschnittene Theil der ganzen Figur ähnlich war. Was die GröÙe des herausgeschnittenen Theiles betrifft, so betrug er bei B ein Drittel, bei C zwei Drittel der ganzen Figur. Die Beobachtung gab:

	magn. Moment.	Masse.	Verhältniß zur Masse.
A	3,46	1,02	3,39
B	3,47	0,85	4,08
C	3,17	0,52	6,04

Es ist also sehr vortheilhaft in der Mitte einen Theil der Masse herauszunehmen.

VI. Versuchsreihe. Bei der IV. und V. Versuchsreihe liefen die Nadeln von der Mitte aus nach beiden Enden spitzig zu; bei der gegenwärtigen Versuchsreihe sollte er-

mittelt werden, welchen Unterschied es mache, ob die Breite gleich von der Mitte aus oder näher an den Enden abzunehmen beginnt. Hierzu wurden flache Stahlstücke von 43<sup>'''</sup>,1 Länge, 1<sup>'''</sup>,0 Dicke und 10<sup>'''</sup>,0 Breite (in der Mitte) verwendet, deren Gestalt in (Fig. 11, Taf. II) dargestellt ist; der Theil *ab* betrug bei *B* ein Sechstel, bei *C* ein Drittel, bei *D* die Hälfte von der Länge. Die Resultate waren:

	magn. Moment.	Masse.	Verhältniß zur Masse.
<i>A</i>	44,6	37,2	1,20
<i>B</i>	34,3	28,8	1,19
<i>C</i>	27,7	23,6	1,17
<i>D</i>	23,6	18,0	1,32

Die Beobachtungsreihe ist wenig zuverlässig, jedoch zeigt sie entschieden, daß das Zuspitzen der Enden der Magnete unvortheilhaft ist, außer wenn die Abnahme der Breite von der Mitte beginnt. Eine von der Mitte aus spitzig zulaufende flache Nadel ist, den obigen Messungen zufolge, um  $\frac{1}{10}$  vortheilhafter als eine parallelogrammförmige: aus anderen weit zuverlässigern Versuchsreihen habe ich ein etwas größeres Verhältniß, nemlich  $\frac{1}{8}$  gefunden.

VII. Versuchsreihe. Bekanntlich zeigt sich der Magnetismus am stärksten in den Kanten und Spitzen, und es schien zweckmäfsig zu untersuchen, welchen Erfolg man erhalte, wenn ein Magnet mehrere Spitzen hat. Zu diesem Zweck wurden drei Parallelogramme von 47<sup>'''</sup>,0 Länge, 9<sup>'''</sup>,0 Breite, 0<sup>'''</sup>,4 Dicke aus einer Tafel von Eisenblech herausgeschnitten und durch dreieckige Einschnitte bewirkt, daß das eine Stück zwei, das andere drei Spitzen an jedem Ende erhielt, während bei dem dritten Stücke kein Einschnitt gemacht wurde. Die Gestalt der Stücke ersieht man aus Fig. 12, Taf. II, die Tiefe der Einschnitte *np* betrug ein Viertel der Länge. Die Beobachtung ergab:

	magn. Moment.	Masse.	Verhältniß zur Masse.
<i>A</i>	5,075	1,00	4,659
<i>B</i>	4,908	1,10	4,462
<i>C</i>	6,005	1,41	4,259

Hiernach ist es vortheilhaft an den Enden flacher Magnete Einschnitte zu machen, und zwar steigt das Verhältniß mit der Anzahl der Einschnitte.

Der in der VI. Versuchsreihe gegebenen Bestimmung zufolge würde die Verhältnißzahl für eine von der Mitte aus spitzig zulaufende Nadel 4,79 seyn; es ist nicht unwahrscheinlich, daß durch Vermehrung der Anzahl der Einschnitte dieses Verhältniß übertroffen werden könnte, jedoch empfiehlt sich die Form, um die es hier sich handelt, in sonstigen Beziehungen so wenig, daß sie kaum practische Anwendung finden wird.

Aus den vorhergehenden Bestimmungen folgt;

- 1) daß *schmälere* Magnete vortheilhafter sind als *breitere*,
- 2) daß *dünnere* Magnete vortheilhafter sind als *dickere*,
- 3) daß mithin die vortheilhafteste Form diejenige ist, wo Breite und Dicke verschwinden, und der Magnet in eine mathematische Linie, d. h. in einen sogenannten *Linear-Magnet* sich verwandelt.

Die vortheilhafteste Form eines Magnets, in sofern man das Verhältniß des Magnetismus zum Gewichte betrachtet, ist also eine *imaginäre*; practisch übrigens giebt es zwei Formen, die als vortheilhaft erscheinen, nemlich die *flache*, *von der Mitte aus spitzig zulaufende*, und die *flache prismatische*, und zwar ist bei ersterer Form das Verhältniß des Magnetismus zum Gewichte um ein Achtel vortheilhafter als bei letzterer; dabei muß immer als Regel gelten, daß die Dicke und Breite so weit vermindert werden müssen als es die sonst zu erfüllenden Bedingungen nur immer gestatten.

Wir hätten nun noch zu untersuchen, in welchem Verhältnisse bei den oben angeführten Formen der Magnetismus zum Trägheitsmomente stehe; allein ich halte es für überflüssig, die darauf bezüglichen tabellarischen Zusammenstellungen hier beizufügen, da ohne solche leicht einzusehen ist, daß die Formen, welche wir in Rücksicht auf das Gewicht als unvortheilhaft erkannt haben, auch hinsichtlich des Trägheitsmoments als unvortheilhaft sich darstellen müssen. Was aber die flache von der Mitte aus spitzig zulaufende und

die flach prismatische Form betrifft, welche oben als die einzig zweckmäßigen bezeichnet worden sind, so verhalten sich bei gleicher Länge und gleicher Breite in der Mitte die Gewichte wie 1:2 und die Trägheitsmomente wie 1:3,75, so daß der spitzig zulaufenden Form bei Weitem der Vorzug zuerkannt werden muß.

Rücksichtlich der vorhergehenden Untersuchung dürfte noch zu erwähnen seyn, daß sie immerhin umständlich und minder befriedigend ausfallen muß, so lange man nicht im Stande ist für die Vertheilung des Magnetismus und für die Abhängigkeit des magnetischen Moments von den Dimensionen Gesetze aufzustellen. In dieser Hinsicht haben die bisherigen Arbeiten nur sehr geringen Erfolg gehabt. Aus zahlreichen Beobachtungen, die ich mit prismatischen Stäben angestellt habe, ergiebt sich, daß bei gleicher Dicke die magnetischen Momente sich verhalten wie die Quadratwurzeln der Dicke; jedoch gilt dieses Gesetz nur für größere Querschnitte und ist für kleinere Dimensionen völlig unbrauchbar. Ich habe jetzt die Form

$$\sqrt{\frac{ax+b}{x+c}} x$$

substituiert, wo  $x$  die veränderliche Dimension und  $a$ ,  $b$ ,  $c$  Constanten sind, und finde daß sie sehr genau der Beobachtung bei kleinen wie bei großen Dimensionen entspricht. Auch wenn man Lamellen zusammenlegt, stellt diese Form den Erfolg sehr gut dar, wie folgende Tabelle, in welcher die II. Versuchsreihe nach der Formel

$$\sqrt{\frac{12,80 + 2,46n}{n + 0,218}} n$$

berechnet ist, nachweisen wird:

Zahl der Lamellen = $n$ .	magnetisches Moment		Differenz.
	beobachtet.	berechnet.	
1	3,53	3,54	—0,01
2	4,11	4,00	—0,11
3	4,36	4,34	—0,02
4	4,65	4,63	—0,02



Zahl der Lamellen = n.	magnetisches Moment		Differenz.
	beobachtet.	berechnet.	
5	4,94	4,90	— 0,04
6	5,15	5,16	+ 0,01
7	5,39	5,40	+ 0,01
8	5,61	5,62	+ 0,01
9	5,83	5,84	+ 0,01
10	6,05	6,05	0,00
11	6,27	6,25	— 0,02
12	6,44	6,45	+ 0,01

Eine practische Folgerung ergibt sich aus der vorhergehenden Untersuchung, die wir, ich glaube von Seite derjenigen, welche mit der Verfertigung magnetischer Instrumente sich befassen, sorgfältig beachtet zu werden verdient. Ein frei beweglicher Magnet ist nur in sofern mit Vortheil zu gebrauchen, als das magnetische Moment im Verhältnisse zum Gewichte möglichst groß ist. Je mehr man aber den Querschnitt vergrößert, desto weiter entfernt man sich von der Erfüllung dieser Bedingung, und hiernach muß der Gebrauch massiver Magnetsäbe als unzulässig erklärt werden. Nur ein Mittel gibt es große magnetische Stärke bei geringem Gewichte zu erlangen, darin bestehend, daß man mehrere dünne und flache Magnete neben- oder übereinander zu einem Systeme fest verbindet, ohne daß sie sich berühren. Schon vor vielen Jahren habe ich angefangen bei magnetischen Variations-Instrumenten, später auch bei magnetischen Theodoliten mehrere Magnete zu verbinden, und gegenwärtig gebrauche ich durchgängig Systeme von drei Lamellen, die übereinander gelegt und in der Mitte durch kleine Messingstücke von ungefähr  $\frac{3}{4}$  Linien Dicke von einander getrennt gehalten werden. Auch bei Schiffscompassen werden gegenwärtig stets mehrere Nadeln und zwar *nebeneinander* mit dem besten Erfolge gebraucht. Hohle cylindrische Magnete, denen einige Künstler in Beziehung auf Stärke und Leichtigkeit einen großen Vorzug zugeschrieben haben, bleiben, wie schon aus theoretischen Betrachtungen



leicht nachgewiesen werden kann, sehr weit sogar gegen eine einzige flache Nadel zurück, und hiemit stimmen auch die Versuche, die ich angestellt habe, überein.

### III. *Ueber die Einwirkung des Magnets auf die elektrische Entladung; von Plücker.*

(Siehe diese Annalen Bd. CIII, S. 88 und 151, Bd. CIV, S. 113 u. 622, Bd. CV, S. 67, Bd. CVII, S. 77 und 497.)

215. Die Einwirkung des Magnets auf die elektrische Entladung durch gasverdünnte Räume giebt sich, je nach den verschiedenen Bedingungen, unter welchen diese Entladung, deren Träger das verdünnte, leuchtend werdende Gas oder die von den Elektroden fortgeführte Materie ist, auftritt, in den verschiedenartigsten Erscheinungen kund. Drei wesentlich verschiedene Fälle, in derjenigen Reihenfolge, wie ich sie zuerst beobachtet und in den früheren Mittheilungen beschrieben habe, sind die folgenden.

216. Der erste Fall ist derjenige, wo der Magnet auf den elektrischen Lichtstrom fern von den beiden Electroden wirkt. Ist das verdünnte Gas zum Beispiel in einer cylindrischen Röhre eingeschlossen, so können wir den ganzen Lichtstreifen als ein Bündel von unendlich vielen, parallelen, elementaren, Lichtströmen ansehen, die gegenseitig auf einander nicht merklich einwirken. Von dem Grade der Verdünnung hängt es ab, ob diese Elementarströme den ganzen inneren Raum der Röhre ausfüllen, oder sich auf einen dünnen Faden zusammenziehen. In diesem letztern Falle verhält sich der Lichtfaden, unter magnetischer Einwirkung, ganz wie ein beweglicher Kupferdraht, der Träger eines Stromes ist. Die desfallsigen Erscheinungen hat Hr. Delarive zuerst beschrieben. Ganz andere Erscheinungen

treten aber bei starker Verdünnung auf. Dann füllt, vor der magnetischen Einwirkung, das Strombündel den ganzen innern Raum der das verdünnte Gas enthaltenden Röhre aus, mit dieser Röhre zugleich sich erweiternd und verengend. Die Erscheinungen, die alsdann unter der Einwirkung des Magnets auftreten, lassen sich, in der obigen Annahme von nebeneinander herlaufenden beweglichen Elementarströmen, aus den bekannten elektromagnetischen Gesetzen größtentheils zwar vorhersagen, aber nicht alle. Zu den unvollständig erklärten Erscheinungen zähle ich unter andern das Auslaufen des Stromes in eine Spitze, zu der das Licht von der entgegengesetzten Seite flammenartig überfluthet, das Auslöschten des Lichtes des Stromes durch den Magnet und, vor Allem, die durch denselben hervorgerufenen farbigen glänzenden Blitze in gewissen verdünnten Gasen und Dämpfen (Chlor, Brom, Iod, Zinnchlorid, Schwefelsäure). Bei unserer völligen Unkunde über die Constitution der Körper und die davon abhängige Constitution des elektrischen Stromes kann es hier nicht überraschen, daß Erscheinungen von der Art der vorstehend erwähnten, keine genügende Erklärung finden. Neue Hypothesen, die auf unserm gegenwärtigen Standpunkt nur den Charakter von Bildern und Symbolen haben können, werden so lange unvermögend seyn eine Erklärung zu geben, als sie nicht nähere Annahmen über die Natur des Stromes und seiner Träger involviren. Um zu diesem schließlichen Ziele zu gelangen, scheint nichts so geeignet als neue bestimmt charakterisirte Erscheinungen, die der obigen ähnlich sind, diesen hinzuzufügen und gemeinsam zu discutiren. An der äußersten Gränze der Verdünnung, hört, mit dem Vorhandenseyn hinlänglicher Menge ponderabler Materie, der Strom auf; bevor noch der Strom aufhört, erlischt das sichtbare Licht desselben. Auf der andern Seite, bei größerer Dichtigkeit, des gasförmigen Mediums, findet die Entladung, bei gesteigerter Intensität, in Blitzen statt, deren Träger vorzugsweise dieses Medium ist. Auf solche Blitze,

wie sie auch die Elektrisirmaschine giebt, wirkt der Magnet nicht in irgend wahrnehmbarer Art.

217. Der zweite der oben erwähnten Fälle ist derjenige, wo der Magnet auf das, in verdünnten Medien von der negativen Elektrode ausströmende, eigenthümliche Licht einwirkt. Dieses Licht zieht sich hierbei zu einer Fläche zusammen, dem geometrischen Orte aller derjenigen magnetischen Curven, die durch die verschiedenen nicht isolirten Punkte des in das verdünnte Gas hineinreichenden Theiles der Elektrode gehen und andererseits von der umgebenden Glaswandung begrenzt werden. Auf diese Weise sind diese schönen mannigfaltigen Erscheinungen vollständig charakterisirt. Die bekannten elektromagnetischen Gesetze geben aber den theoretischen Satz, daß ein, in einem seiner Punkte festgehaltener, linearer, elektrischer Strom, dessen Ausgangspunkt nicht näher bestimmt ist, unter der Einwirkung des Magnets, nur dann im Gleichgewichte ist, wenn er die Form derjenigen magnetischen Curve annimmt, welche durch den festen Punkt geht und dadurch vollkommen bestimmt ist: so wie ferner, daß diese Curve auch dann dieselbe bleibt, wenn die Stromrichtung commutirt wird. Hieran knüpfen sich bestimmte Andeutungen über die physischen Bedingungen, unter welchen das Licht am negativen Pole auftritt. Sind wir berechtigt anzunehmen, daß hier der Träger des elektrischen Stromes ponderable Materie ist, die unter der Einwirkung des Magnets auf den Bahnen magnetischer Curven zur umgebenden Glaswandung hingeführt, vielleicht, bei der Intermittirung des Inductionsstromes, hin- und hergeführt wird, bis sie an dem Glase schliesslich sich anlegt. Diese zusätzliche Hypothese scheint mir wohl begründet, namentlich darum, weil, in Folge der Ablagerung der von der negativen Elektrode herrührenden Materie, die innere Glaswandung sich, ohne die besagte magnetische Einwirkung, *gleichmäfsig*, unter dieser Einwirkung aber nur *da schwärzt*, wo sie von denjenigen magnetischen Curven, aus welchen die Lichtfläche besteht, getroffen wird.

218. Die mannigfaltigen Erscheinungen des *dritten* Falles betreffen den elektrischen Strom der in verdünntem Medium von der positiven Elektrode ausgeht und, bei hinlänglicher Nähe der negativen Elektrode, unter der gleichzeitigen Einwirkung dieser Elektrode und des Magnets, seine Bahn beschreibt. Indem wir die Wirkung der Elektrode als eine anziehende, die Wirkung des Magnets aber als eine nach den bekannten elektromagnetischen Gesetzen auftretende betrachten, können wir, was der Gegenstand einer früheren Mittheilung gewesen ist <sup>1)</sup>, alle diese Erscheinungen (die hier mit den Erscheinungen des zweiten Falles gleichzeitig auftreten) unter allen Bedingungen im Voraus bestimmen. Träger, wenigstens Hauptträger, der Entladung ist hier das verdünnte Gas.

219. Wir wollen in dieser neuen Mittheilung einen *vierten* Fall genauer analysiren, wo, unter Bedingungen, die von den bisher von mir besprochenen ganz verschieden sind, die elektrische Entladung der Einwirkung des Magnets gehorcht. Während nämlich der gewöhnliche Entladungsfunken, der in Gasen von gewöhnlicher Dichtigkeit eine gerade oder gebrochene Linie beschreibt und dann keine Ablenkung durch den Magnet erleidet, wird dieser Funken, unter bestimmten Bedingungen, von einer zweiten Entladung von verschiedenartigem Lichte und mehr nebelartigem Aussehen begleitet und von derselben gewissermaßen umhüllt. Diese secundäre Entladung, wie wir sie hier zur Unterscheidung nennen wollen, tritt vorzugsweise stark auf, wenn wir uns des grossen Ruhmkorff'schen Apparates bedienen und die directen Inductionsfunken, die eine Schlagweite von 30 bis 36 Centim. gestatten, auf eine Entfernung von bloß 1 bis 2 Centim. überschlagen lassen. Hr. Ruhmkorff bemerkte bei der Prüfung seiner Apparate, daß das Licht dieser secundären Entladung jedem Luftzuge, so wie dem Magnete folgt. Vicomte du Moncel hat bereits die desfallsigen Erscheinungen zu-

1) Ann. Bd. CVII, S. 88 bis 113.

sammengestellt <sup>1)</sup>. Ich werde in dem Folgenden versuchen dieselbe näher zu charakterisiren und auf ihre Gesetze zurückzuführen.

220. Die schönsten Erscheinungen treten in dem Falle auf, wenn man die beiden Drahtenden der grossen Inductionsrolle in äquatorialer Lage zwischen die beiden genäherten Halbanker bringt. Statt dieser Elektroden wollen wir, mit Hrn. Ruhmkorff, die messingenen Spitzen eines allgemeinen Entladers nehmen, mit dessen beiden isolirten Leitern die beiden Elektroden verbunden sind. Wir wollen überdies zunächst den Normalfall ins Auge fassen, dafs zwei gleiche Halbanker, die entweder zwei breitere Flächen oder zwei abgerundete Knöpfe einander zukehren, symmetrisch auf die beiden Polflächen des grossen Elektromagnets aufgelegt sind und dafs, in der Äquatorial-Ebene, die beiden Spitzen des Entladers mit der Mitte des magnetischen Feldes in gerader Linie liegen und zu beiden Seiten dieser Mitte von derselben gleichen Abstand haben. Vor der Erregung des Elektromagnets springt ein kleiner Funken in gerader Linie über, begleitet von jener verschieden gefärbten Lichthülle, die bei stärkerem Blasen die Form einer Flamme annimmt, deren Basis der Abstand der beiden Messingspitzen ist und deren Spitze nach derjenigen Richtung, nach welcher geblasen wird, mehrere Centimeter weit abliegt. Wenn der Magnetismus erregt wird, so bildet sich in der Äquatorial-Ebene eine schöne Lichtfläche, ohne bemerkbare Dicke, einerseits durch den ungestört überschlagenden blitzartigen Funken, andererseits durch einen scharfen Bogen begränzt, der nahe die Form eines Halbkreises hat und auf dem Entlader in zwei Punkten aufsteht, die von den Spitzen desselben etwa zwei Centimeter entfernt sind. Bei regelmässiger Unterbrechung des Apparates behält die Lichtfläche eine ganz ruhige Lage, man bemerkt aber, dafs sie nicht homogen ist: sie wird vielmehr von helleren Lichtlinien mehr oder weniger stetig

1) *Recherches sur la non-homogénéité de l'étincelle électrique.*  
Paris 1860.

durchzogen, die nahe parallel der äußeren Begränzungscurve sind. Eine dieser helleren Linien steht gewöhnlich auf den beiden Spitzen des Entladers auf. Indem das Licht zwischen dieser Linie und dem blendenden, kleinen Blitze dem Auge dunkler erscheint, macht die Lichtfläche leicht den Eindruck eines breiten Streifens, der durch zwei concentrische Halbkreise begränzt wird.

221. Die Lichtfläche besteht offenbar aus lauter leuchtenden Linien, die die Bahnen einzelner Entladungen zwischen den beiden Elektroden sind. Bei der Anwendung unserer Messingspitzen ist die Farbe der halbkreisförmigen Fläche violett; sie wird durch hellviolette Bogen durchzogen, oft durch goldgelbe. Dieselben Farben finden sich in der ursprünglichen, die directe Entladung umgebenden, Lichthülle.

222. Wenn statt der vorausgesetzten regelmässigen Unterbrechung des Apparates der geschlossene inducirende Strom einfach mit der Hand unterbrochen wird, so herrscht das gelbe Licht vor, die Dimensionen der elektrischen Lichtfläche nehmen bedeutend zu, die Begränzung derselben ist aber, bei gleicher Schärfe, eine weniger stabile und regelmässige.

In dem vorliegenden Falle, so wie in allen nachfolgenden, tritt die durch den Magneten hervorgerufene Lichtfläche von einer Seite der die Spitzen des Entladers verbindenden geraden Linie auf die entgegengesetzte Seite hinüber, wenn entweder die Stromrichtung oder die magnetische Polarität commutirt wird. Sie wird bei der Commutation beider wieder die ursprüngliche. Wenn wir so vor dem Elektromagnete stehen, daß wir den Nordpol derselben zur rechten Seite haben und der Strom auf uns zu gerichtet ist, liegt die Lichtfläche nach Oben.

223. Die Lichthülle tritt, namentlich bei einzelnen Unterbrechungen, auch dann noch auf, wenn die Schlagweite auf 10 und mehr Centimeter vergrößert wird, in diesem Falle aber stärker nach der positiven Elektrode hin als nach der negativen. Der Magnet zieht dieselbe zu einem

bandförmigen Streifen auseinander, der, in der Aequatorial-Ebene, an den directen Endladungsfunken auf der einen oder andern Seite desselben sich anlehnt.

221. Wenn die beiden Arme des allgemeinen Entladers mit Ausnahme der beiden einander gegenüberstehenden äußersten Spitzen vollkommen isolirt sind, so steht die durch den Magnet hervorgerufene Lichtfläche nur in diesen Spitzen auf denselben auf. Wenn hierbei die beiden Halbanker große Polflächen einander zukehren, so nehmen die Curven, welche die Lichtfläche zwischen ihnen begränzt und die Curven, welche dieselbe durchziehen, soweit die Schätzung des Auges reicht, genau die Form von Kreisbogen an, die sämmtlich auf der die beiden Spitzen des Entladers verbindenden geraden Linie, als gemeinschaftlicher, senkrecht stehen. Dasselbe findet statt, wenn die beiden Halbanker conoidische Spitzen einander zukehren und demnach die magnetische Vertheilung in der Aequatorial-Ebene symmetrisch ist um die Mitte des magnetischen Feldes (dem Punkte, in welchem die Verbindungslinie der beiden conoidischen Spitzen die Aequatorial-Ebene trifft), vorausgesetzt überdies, daß die Endpunkte der Arme des Entladers gleich weit von dieser Mitte abstehen.

Der hellere Theil der Lichtfläche bildet hier einen Meniscus, während er, in dem Falle des nicht isolirten Entladers, einen bandförmigen Streifen bildet, der von concentrischen Kreisbogen begränzt wird.

225. Die Aequatorial-Ebene schneidet alle magnetischen Curven unter rechten Winkeln und ist daher eine Niveaufläche. Die Richtung, nach welcher die elektromagnetische Kraft auf ein in dieser Ebene liegendes Strom-Element wirkt, liegt in derselben Ebene und ist auf dem Elemente senkrecht. Ist die Aequatorial-Ebene ein gleichförmig magnetisches Feld (was in der Mitte zwischen großen Polflächen annähernd der Fall ist) und setzen wir voraus der Stromträger sey ein vollkommen biegsamer Faden von gegebener Länge, dessen Endpunkte in der Aequatorial-Ebene fest sind, so nimmt dieser Faden unter der Einwirkung des



Magneten die Form eines Kreisbogens an, der durch seine beiden festen Endpunkte und seine Länge vollkommen bestimmt ist. Der Kreis ist nämlich, wie bekannt, die einzige Gleichgewichtslage des Fadens, wenn auf alle, gleich große, Elemente des Fadens, von der concaven Seite her, gleiche normale Kräfte wirken.

Denken wir uns eine Reihe solcher, unter der Einwirkung des durchgehenden Stromes glühend werdender, unendlich feiner Fäden von wachsender Länge, die alle an den Endpunkten der Arme des Entladers befestigt sind, so erhalten wir dadurch ein treues Bild der Erscheinung der 224. Nummer.

Denken wir uns ferner einen solchen kreisförmigen Stromfaden auf dessen concave Seite eine Kraft wirkt, die wir nach dem Vorstehenden als eine vom Mittelpunkte des Kreises ausgehende, gleichmäfsig abstofsende ansehen können, so sucht diese Kraft den Faden auszudehnen und zwar wenn dessen Verlängerung sich kein Hindernifs entgegenstellte, zu einem concentrischen Bogen von gröfsern Dimensionen. In dem Falle, dafs die Arme des Entladers nicht isolirt sind und demnach die Endpunkte des Stromfadens frei auf demselben fortrücken können, würde, unter der Einwirkung des Magnets, wenn überhaupt die Fäden an Länge zunehmen könnten, die *innern* concentrischen Bogen der Erscheinung der angeführten Nummer in die *äufsern* übergehen. In dem Falle aber, dafs die Arme des Entladers bis auf die äufsersten Punkte isolirt sind, müssen, auch nach der Verlängerung, die kreisförmigen Stromfäden fortwährend durch diese beiden festen Punkte gehen.

226. Die vorstehenden theoretischen Betrachtungen waren für mich eine Veranlassung die einschlagenden Versuche des Hrn. Leroux zu wiederholen. Der Effect dieser schönen Versuche ist ein überraschender.

Verbindet man nämlich die Enden zweier Leitungsdrähte, die von den beiden Polen einer Batterie von etwa 4 Grove'schen Elementen ausgehen, durch einen dünnen, mehrere Centimeter langen Platindraht, der unter der Einwirkung



des Stromes glühend wird, und bringt dann, bevor der Strom geschlossen ist, die Endpunkte der dicken Leitungsdrähte zwischen die genäherten großen Polflächen an die Stelle der Endpunkte der Arme des Entladers, so spannt sich, nach Schließung der Kette, der dünne, lose herabhängende Draht, indem er glühend und dadurch geschmeidig wird; er stellt sich dabei in die Aequatorial-Ebene und nimmt in dieser Ebene unverkennbar die Form eines Kreisbogens an, der auf der Verbindungslinie der Endpunkte der beiden dicken Leitungsdrähte, als Sehne, steht. Bei einer Commutation der Stromrichtung wie der magnetischen Polarität wirft sich der glühende Draht auf die andere Seite seiner Sehne herüber. Wenn man die beiden Drahtenden einander nähert, so faßt, bei der unveränderten Länge des Platindrahts der durch den glühenden Kreisbogen bestimmte Abschnitt einen immer kleiner werdenden Winkel.

227. Die elektromagnetische Kraft, welche auf die concave Seite der Stromfäden wirkt (225), spricht sich deutlicher noch in dem folgenden Versuche aus.

Wenn man zwischen größere Polflächen in der Aequatorial-Ebene, statt der beiden Spitzen, zwei feine Kupferstreifen, die mit der Inductionsrolle des großen Ruhmkorff'schen Apparates verbunden sind, in paralleler Lage und einer Entfernung von 10—12<sup>mm</sup> einander gegenüberbringt, so können der Punkt, von welchem die Entladung durch die Luft ausgeht, und der Punkt, zu welchem dieselbe übergeht, beliebig auf den beiden parallelen Kupferstreifen fortücken. Wir können bei übrigens gleicher Adjustirung wie früher (220), durch einfache Mittel bewerkstelligen, daß der blitzartige Entladungsfunken mit seiner Lichthülle an beliebigen Stellen der beiden Kupferstreifen überspringt, wenn wir diese vertical voraussetzen, an den beiden obern Enden, an den untern oder in der Mitte. Durch Erregung des Elektromagnets wird auch hier der blitzartige Entladungsfunken selbst von seinem ursprünglichen Wege nicht abgelenkt, die Lichthülle desselben aber wird, nach Oben oder nach Unten, 4—5 Centimeter in der Weise ausgebreitet,

dafs sie zwischen den beiden parallelen Kupferstreifen eine Lichtfläche bildet, die einerseits durch den Entladungsfunk-  
 ken, andererseits durch einen scharfen, kreisförmigen Bogen,  
 der diesem Funken seine concave Seite zukehrt, begränzt  
 wird. Soweit an den, als Anode auftretenden Kupferstreifen  
 die Lichtfläche sich anlehnt, treten auf derselben in  
 kleinen Entfernungen von einander kleine strahlende Licht-  
 punkte auf, die den hellen Lichtlinien, die die Fläche durch-  
 ziehen, entsprechen. Nach einer Commutation der Strom-  
 richtung oder der magnetischen Polarität wirft sich die Licht-  
 fläche auf die entgegengesetzte Seite des blitzartigen Ent-  
 ladungsfunkens herüber. Nach der gleichzeitigen Commuta-  
 tion beider tritt die ursprüngliche Erscheinung wieder auf;  
 nur sind dann die strahlenden Lichtpunkte von einem Strei-  
 fen zum andern hinübergetreten.

228. Wenn die beiden Halbanker nicht symmetrisch  
 sind, wenn namentlich einer grossen Polfläche des einen  
 eine conoïdische Spitze des andern gegenübersteht, so nimmt  
 die fragliche Lichtfläche zwischen den Polen nur in der  
 Nähe der grossen Polfläche die frühere Form einer ebenen  
 Scheibe an (220, 224). Wenn die Enden der Arme des  
 Entladers in symmetrischer Lage in die Nähe der conoïdi-  
 schen Spitze gebracht werden, so krümmt sich die Licht-  
 fläche, die fortwährend auf dem blitzartigen Entladungsfun-  
 ken aufsteht, in solcher Weise, dafs sie der Spitze ihre  
 concave Seite zukehrt. Sie hat annäherungsweise die Form  
 einer Niveaufläche, die von den, von der Spitze divergirend  
 ausgehenden, magnetischen Curven senkrecht geschnitten  
 wird.

229. Die durch die bisherigen Versuche gerechtfertigte  
 Anschauung, dafs die fraglichen magnetischen Lichtflächen  
 von einzelnen Lichtlinien gebildet werden, die mit ihren  
 Endpunkten auf den Armen des Entladers aufstehen und  
 diejenige Form haben, welche ein von Elektrizität durch-  
 strömter biegsamer Faden unter der Einwirkung des Mag-  
 nets annimmt, behält in allen möglichen Fällen ihre Gel-  
 tung, welche Lage der Entlader gegen den Magnet auch

haben mag. Wir wollen, der Kürze wegen, voraussetzen, daß fortan zwei gleiche schwere, parallelepipädische Halbanker, die große quadratische Flächen einander zukehren, symmetrisch auf den beiden Armen des großen, senkrecht stehenden Elektromagnets aufliegen.

Wenn wir als Ausgangspunkt denjenigen Fall nehmen, daß die beiden Arme des Entladers in der Aequatorial-Ebene liegen und die Mitte zwischen denselben mit der Mitte zwischen den beiden Halbankern zusammenfällt und dann die Arme des Entladers in der Aequatorial-Ebene um diese Mitte drehen, so dreht sich die abgestoßene Lichtfläche in dieser Ebene gleichmäßig mit — was schon *a priori* sich ergibt. Ist die Lage der Arme die horizontale und heben wir dann dieselben senkrecht nach Oben, bis sie zwischen den Polflächen heraustreten, so werden die magnetischen Lichtflächen fortwährend in der Aequatorial-Ebene, je nach der Stromrichtung und der magnetischen Polarität, nach Oben abgestoßen oder zwischen die Anker hineingezogen. In dem letztern Falle ist der scharfe Ton, der die Erscheinung immer begleitet, viel stärker als in dem erstern. Höher noch in der Aequatorial-Ebene gehoben, zeigt sich darin, daß die Dimensionen der Lichtfläche abnehmen, die Abnahme der magnetischen Wirkung, die erst in sehr großer Entfernung unmerklich wird.

Gehen wir wieder von der ursprünglichen horizontalen Lage der Arme des Entladers aus, führen diese aber, nachdem sie, senkrecht gehoben, zwischen den Polflächen herausgetreten sind, nach horizontaler Richtung in der Nähe der obern Fläche eines der beiden Halbanker über denselben hinweg und in der Nähe der von der Aequatorial-Ebene angewendeten Fläche derselben wieder herab, so bleibt die Lichtfläche nahezu eine ebene Fläche und behält, im Allgemeinen, ihre Form. Aber, während sie ursprünglich vertical nach Oben oder Unten gerichtet war, dreht sie sich continuirlich, wird nahe oberhalb der Mitte des Halbankers horizontal und zuletzt wieder, immer in demselben Sinne sich drehend, auf der abgewendeten Fläche

des Ankers vertical; aber nun umgekehrt nach Unten oder Oben gerichtet.

230. Lassen wir den grossen Ruhmkorff'schen Apparat, statt zwischen den beiden Spitzen des Entladers, sich zwischen den schmalen Kupferstreifen der 227. Nummer entladen, indem wir diese oberhalb der Mitte der beiden Halbanker in axialer Richtung anbringen, so übt der Magnet keinen directen Einfluss darauf aus, an welcher Stelle der Streifen, in äquatorialer Richtung, der blitzähnliche Funken überspringt. Durch zwei auf den beiden Streifen einander gegenüberliegende kleine Erhabenheiten können wir diese Stelle fixiren. An diesen Funken lehnt sich immer die Lichtscheibe an. Wenn wir die beiden Streifen ihrer Länge nach continuirlich vorschieben, so geht, während die Luftscheibe sich fortwährend dreht, jener Funken mit. Nur in der Aequatorial Ebene ist die Lichtscheibe vertical, senkrecht gegen die Streifen, nach Oben oder Unten, gerichtet. Rückt der Funken, von dieser Lage aus, oberhalb eines Halbankers fort, so geht die Lichtscheibe durch die horizontale Lage, wo sie seitlich durch die beiden Streifen begrenzt wird, hindurch, um diese Streifen, nach Unten oder Oben, wieder zu verlassen. Rückt der Funken, von der Aequatorial-Ebene aus, oberhalb der Oberfläche des andern Ankers fort, so ist die Erscheinung ganz dieselbe, nur dreht sich alsdann die Lichtscheibe in entgegengesetztem Sinne.

231. Wenn die beiden Kupferstreifen genau parallel und ohne alle Erhabenheiten sind, so ist die Stelle des Ueberschlagens keine stabile, nur scheint der Funken eine Prädisposition zu haben, da wo er einmal übergeschlagen ist, auch ferner überzuschlagen. Ein Blasen mit dem Munde reicht hin, um die Stelle des Ueberschlagens zu verrücken, wobei dann, nach jeder Verrückung, die magnetische Lichtscheibe, durch die Kraft des Magnets, anders gerichtet ist<sup>1)</sup>.

1) Das Fortrücken des Blützes zwischen den beiden parallelen Elektroden ist offenbar keine directe Wirkung des Blasens. Fortgeblasen wird nur die ponderable Materie der erleuchteten Lichtfläche und diese bestimmt

232. Es bleiben uns jetzt nur noch diejenigen Fälle zu discutiren übrig, wo der Inductionsfunken nicht mehr, wie bisher, in aequatorialer, sondern nach irgend einer andern Richtung überschlägt. Ich kann mich aber hierbei um so kürzer fassen als ich überall auf die sehr schönen Versuche des Hrn. Leroux Bezug nehmen kann. Es sind nämlich, in allen Fällen, die Curven, welche die fraglosen magnetischen Flächen begränzen und durchziehen, um mich kurz auszudrücken »Leroux'sche Curven«, das heisst Curven von derjenigen Form, die ein dünner Platindraht von entsprechender Länge annimmt, dessen Enden die beiden Arme des Entladers in den entsprechenden Punkten berühren, und der durch den hindurchgehenden Strom glühend wird, wenn man den Entlader mit den Polen einer galvanischen Batterie verbindet.

Bringt man die Spitzen des Entladers oberhalb der beiden Halbanker des Elektromagnets in axiale Richtung gleich weit von der Aequatorial-Ebene, so schlägt der blitzähnliche Funken des grossen Inductionsapparats, wie immer, in gerader Linie über; die magnetische Lichtfläche wird alsdann durch eine S-förmige Curve, die in der horizontalen Ebene liegt und die gerade Linie in ihrer Mitte schneidet, begränzt. Die Curven, welche die Fläche durchziehen, sind continuirliche Uebergänge zwischen dieser Begränzungscurve und der geraden Linie. Bei einer Commutation der Stromrichtung oder der magnetischen Polarität tritt jede der beiden Hälften der Lichtfläche, die zu beiden Seiten des Blitzes liegen, auf die entgegengesetzte Seite hinüber.

den Weg des Blitzes. Durch den folgenden Versuch wird diese Anschauung bestätigt.

Ich entlud den grossen Inductions-Apparat dicht über einer Polfläche des erregten Elektromagnets, so dass ich eine horizontale, regelmässig begränzte Lichtfläche erhielt, die durch die Anwendung eines kleinen Centrifugal-Gebläses noch erweitert und mannigfaltig verzerrt wurde. Von Zeit zu Zeit traten hierbei im Innern der Scheibe Blitze auf, die oft den ganzen Entladungsblitz ausmachten, oft als abgezweigte Blitze erschienen. In einem Falle folgte ein längerer Blitz genau der gesackten äussern Begränzung der Lichtfläche. Durch bloßes Blasen, ohne magnetische Mitwirkung, wurde später Aehnliches erreicht. (Siehe erste Note 245.)

Wir haben vorstehend vorausgesetzt, daß die Arme des Entladers mit Ausnahme der äußersten Spitzen isolirt seyen, ist dieses nicht der Fall, so gehen, wie bisher alle Curven durch die Mitte des Funkens, die Punkte der beiden Arme des Entladers aber, in welchen sie aufstehen, erstrecken sich von den Spitzen derselben, bis zu einem gewissen Abstände von denselben.

Wenn die Arme des Entladers in der axialen Ebene des Elektromagnets verschoben werden bis die Spitze des einen in die Aequatorial-Ebene fällt, während die Spitze des andern oberhalb eines Halbankers liegt, so rückt die ganze Lichtfläche auf dieselbe Seite des Funkens und nimmt hier, vergrößert, nahezu die Form der früheren halben Fläche an.

Wenn der Entlader in eine solche Lage gebracht wird, daß der Funke in der Nähe einer Kante der parallel-epipädischen Anker von axialer Richtung so überschlägt, daß seine Mitte in die Aequatorial-Ebene fällt, so besteht die Begrenzungs-Curve der Lichtfläche aus zwei symmetrischen Hälften, welche nicht mehr eben sondern gewunden sind.

233. Die in dem Vorstehenden erörterte, von den HH. Ruhmkorff und du Moncel zuerst beobachtete Wirkung des Magnets auf die Entladung des Inductionsapparates, ist absolut verschieden von derjenigen, die ich meinerseits zuerst beobachtet und auf ihre Gesetze zurückgeführt habe (219, 220). Es würde hierin ein unlösbarer Widerspruch liegen, wenn nicht die Umstände, unter welchen die beiden Klassen von Erscheinungen auftreten, in allem Uebrigen zwar vollkommen identisch, in einem Punkte aber, der Dichtigkeit des umgebenden Mittels, verschieden wären. Hiernach schon können wir das merkwürdige Resultat aussprechen, *daß die magnetische Wirkung auf die elektrische Entladung, ihrer Art nach, eine ganz andere ist bei möglichster Verdünnung und bei größerer Dichtigkeit des umgebenden Mediums, und dies kommt darauf hinaus, daß die Entladung selbst in den beiden Fällen von anderer Art ist.*

234. Die Beobachtung des allmählichen Ueberganges der einen Art von magnetischer Wirkung zur andern gibt neue Aufschlüsse über theoretische Fragen und wir begegnen hierbei den überraschendsten Erscheinungen. Unsere desfallsige experimentale Aufgabe ist, indem allmählig Gas zugeführt wird, die Erscheinung zu verfolgen von der einen Gränze an, wo die schönen aus magnetischen Curven gebildeten Flächen am negativen Pole auftreten, zu denen das mehr diffuse Licht von der positiven Electrode überfluthet, ohne sich jedoch damit zu verschmelzen, bis dahin wo, an der andern Gränze, ein Blitz überschlägt, der für sich selbst der Kraft des Magnets nicht gehorcht, aber von einer Lichthülle begleitet ist, die der Magnet, unter starkem schmetterndem Geräusche, zu einer gleichschönen Lichtfläche ausbreitet, die von Curven ganz anderer Art (die z. B. wenn die Elektroden in der Aequatorial-Ebene liegen, die magnetischen Curven unter rechten Winkeln schneiden) gebildet und scharf begrenzt wird. In theoretischer Hinsicht knüpft sich daran vor Allem die Frage, was in den beiden extremen Fällen und den Uebergangsfällen Träger der elektrischen Entladung sey, ob von den Elektroden herührendes Metall, ob das Gas der Umgebung, ob gleichzeitig Beides. Da Verschiedenheit des Metalles, aus welchem die Elektroden bestehen und namentlich Verschiedenheit des umgebenden Gases ganz wesentlich andere Erscheinungen hervorbringt, so werden wir zunächst darauf hingewiesen verschiedene Metalle mit verschiedenen Gasen zu combiniren. Spectral-Beobachtungen geben hierbei die sichersten Resultate. Complicirt werden die Beobachtungen besonders aber auch noch dadurch, daß die Art des Inductionsfunkens (des elektrischen Funkens überhaupt) auf die Erscheinung von größtem Einflusse ist.

235. Zum Behuf der hierdurch angezeigten Untersuchungen liefs ich in der Werkstatt des Hrn. Geißler hieselbst einen Apparat anfertigen, der allen Anforderungen vollkommen entsprach.

Ein ellipsoïdisches Glasgefäß, dessen größter Querdurch-



messer 48<sup>mm</sup> betrug, hatte an den beiden Enden seiner grossen Axe soviel von der Röhre, in deren Mitte es ausgeblasen worden war, behalten, als zur Aufnahme von eingeriebenen Glasstöpseln erforderlich war. In diese Glasstöpsel waren Platindrähte eingeschmolzen, die in das Ellipsoid hineinragten und in demselben von einer Glasröhre umgeben waren. Stäbe von verschiedenen Metallen, 24<sup>mm</sup> lang und 2 bis 3<sup>mm</sup> dick, an einem Ende conoïdisch abgerundet und an dem andern Ende mit einer nach der Axe 15<sup>mm</sup> tief eingebohrten feinen Oeffnung versehen, liessen sich in die Glasröhre stecken, in der sie genau passen und dabei zugleich auf den feinen Platindraht verschieden tief aufschieben, so dass die conoïdischen Enden der beiden Metallstäbe, in der Mitte des Ellipsoïds, nach der Axe desselben einander gegenüber in eine feste Entfernung bis zu etwa 13<sup>mm</sup> gebracht werden konnten. Zwischen diesen Enden fand die Entladung des Inductionsapparates statt, wenn dieser mit den aus den beiden Stöpseln hervorragenden Enden des eingeschmolzenen Platindrahtes verbunden wurde. Seitwärts an einem der beiden gebliebenen kleinen Röhrenstücke, in welchen die Stöpsel eingeschliffen sind, ist eine Röhre angeschmolzen und durch eine Biegung in die Axe des Ellipsoïds zurückgeführt, wo sie mit einem Glashähnchen (I) versehen ist, sowie in einer Entfernung von einigen Centimetern mit einem zweiten (II). Jenseits dieses zweiten Hähnchens ist eine grössere Kugel angeschmolzen, auf deren entgegengesetzter Seite eine der frühern gleiche Röhre, wiederum mit einem Hähnchen (III) versehen, mündet.

Der ganze Apparat wird, nachdem die beiden Stöpsel eingesteckt und die drei Hähnchen geöffnet worden sind, mit trockenem Gase gefüllt, dann möglichst stark evacuirt und diese Operationen nach Umständen wiederholt, um in dem ellipsoïdischen Behälter ein möglichst vollkommenes *Vacuum des reinen Gases* herzustellen. Dann wird, nach Schliessung der Hähnchen (I) und (II), dasselbe Gas in den grössern Behälter gebracht und dabei zugleich seine

Dichtigkeit gemessen, dann endlich auch das dritte Hähnchen (III) geschlossen. Hierauf wird der Apparat mit dem ellipsoïdischen Behälter auf die genäherten Halbanker des großen Elektromagnets gebracht und während der Inductionsstrom durchgeleitet wird, zuerst das Hähnchen (II) geöffnet und wieder geschlossen, dann (I) geöffnet und wieder geschlossen. Diese zwiefache Operation wird beliebig oft wiederholt und dadurch beliebig oft eine kleine Quantität von neuem Gase in den ellipsoïdischen Behälter eingelassen. Nach vorhergegangener Calibrirung der verschiedenen Räume des Apparats läßt sich diese Quantität und daraus die Dichtigkeit des Gases in dem ellipsoïdischen Behälter berechnen.

Bei dem fraglichen Uebergange zwischen den verschiedenen magnetischen Erscheinungen handelt es sich um sehr kleine Gasmengen. Wir können nach dem vorstehenden Verfahren verschwindend kleine Gasmengen zutreten lassen, wenn wir dem Gase in dem größeren Behälter eine geringe Dichtigkeit geben.

Auch können wir in dem ellipsoïdischen Behälter zu einem gegebenen Gase ein *anderes* treten lassen. Wenn mit Luft und in Luft operirt werden soll, so können wir, bei den gewöhnlichen Versuchen, den Apparat zwischen den beiden ersten Hähnchen durchschneiden und nur den Theil mit dem ellipsoïdischen Behälter beibehalten. Nachdem derselbe möglichst evacuirt worden, können wir mit dem Finger die Oeffnung der Röhre verschließen, dann das Hähnchen öffnen und wieder schließen, bevor wir den Finger fortnehmen. Auf diese Weise können wir ein leicht zu bestimmendes Minimum von Gas einführen. Demselben entsprach in dem ellipsoïdischen Behälter bei unserer ersten Versuchsreihe, nach ungefährrer Bestimmung, eine Spannkraft von 4 bis 5<sup>mm</sup>.

236. Es genüge hier diese eine Versuchsreihe näher zu beschreiben. Die Elektroden waren von käuflichem Aluminium, der Abstand ihrer Spitzen betrug 10 bis 12<sup>mm</sup>. Sie ragten aus dem sie umgebenden Glase 4 bis 5<sup>mm</sup> hervor.

Ich bediente mich zuvörderst des kleinen Rubmkorff'schen Apparates, der durch drei Grove'sche Elemente in Thätigkeit gesetzt wurde. Die Röhre lag äquatorial auf.

Bei möglichster Verdünnung war das Licht, vor der magnetischen Erregung, fast farblos und hatte nur am negativen Pole einen schwachen Stich ins Violette. Die stärkste Ausstrahlung ging von der negativen Elektrode aus; die hellsten Strahlen bildeten eine durch die Spitze derselben gehende senkrechte Scheibe, die bis zur Glaswandung sich erstreckte, doch auch nach der Seite der positiven Elektrode hin fand die Strahlung statt, ohne daß eine Vermengung des Lichtes der beiden Elektroden einträte, während auf der andern Seite der Scheibe die Strahlen in geringer Entfernung erloschen. Um die positive Elektrode bildete sich zunächst an der Stelle, wo sie aus der sie umgebenden Glasröhre heraustrat, ein intensiv weißer Ring und in ähnlichem Lichte leuchtete die Spitze derselben. Im Uebrigen war diese Elektrode von einer schwachen Lichthülle rings umgeben, deren unbestimmte convexe Begrenzung von der nicht weniger unbestimmten Begrenzung der negativen Lichtstrahlung durch einen dunkeln Raum geschieden war. Einzelne Lichtpunkte traten auf der Elektrode in der Lichthülle hervor.

Nach Erregung des Magnets bildete sich die bekannte schöne, gewölbeförmige, auf der Glaswandung aufstehende, nach magnetischen Curven gekrümmte, schwach blau violett gefärbte Lichtfläche, deren Breite, dem aus der Glasröhre hervorragenden Theile der negativen Elektrode entsprechend, 4 bis 5<sup>mm</sup> betrug. Diese Fläche ist unabhängig von Stromrichtung und magnetischer Polarität. Abhängig hiervon zieht sich das weiße Licht der positiven Elektrode entweder nach der obern oder untern Seite derselben und fluthet von hier nach dem hellsten Theile der negativen Lichtfläche über, jedoch wiederum ohne sich mit derselben zu vermengen.

Die erste Zuströmung von Luft erfolgte, während der Strom hindurchging und der Magnet erregt war. Plötzlich

trat an die Stelle der frühern Erscheinung ein *intensiv roth* gefärbter Bogen von der positiven Elektrode ausgehend, nach oben oder unten gezogen zur negativen Elektrode hingewendet, die ihrerseits nun mit einer intensiv violett gefärbten Lichthülle rings umgeben war, von welcher nach beiden Seiten die magnetische Lichtfläche ausging, sich aber nur auf einige Entfernung erstreckte, ohne, wie früher, die Glaswandung zu erreichen. Das Ende des rothen Bogens bildeten zwei abgesonderte meniskenförmige Wolken von gleichem Lichte, die ihre convexe Seite der negativen Elektrode zuwendeten.

237. Nach einer zweiten Luftzuströmung reducirte sich die magnetische Lichtfläche auf zwei blofse Ansätze zu beiden Seiten der um die negative Elektrode enger zusammengezogenen, violetten Lichthülle. Sie verschwand nach einer dritten Luftströmung gänzlich. Der rothe Bogen nahm an Ausdehnung zu, indem die Lichtschichtung immer regelmäßiger, die Anzahl der Schichten gröfser wurde. Er näherte sich dabei immer mehr einer ebenen Fläche. Nach neun Luftzuströmungen erschien diese Fläche weniger intensiv roth und die Schichtung war unbestimmter geworden. Sie hatte an Ausdehnung gewonnen und verbreitete sich, indem sie nach Oben (oder Unten) über einen Theil der negativen Elektrode, die eine intensiv blau-violette enge Lichthülle behalten hatte, sich hinzog, nach dieser Elektrode und nach Oben (oder Unten) scharf begränzt und *mit einem schön gelben Rande eingefafst*. Das Licht der beiden Elektroden war immer durch einen dunklen Raum scharf geschieden. Ohne magnetische Erregung war die violette Lichthülle nahe dieselbe, das schön rothe Licht aber bildete ein scharf begränztes, fast regelmäßiges, verlängertes Rotations-Ellipsoïd, das mit seiner grofsen Axe von der positiven Elektrode an bis in die Nähe der negativen sich erstreckte und etwa dreimal länger als dick war. (Dieses Ellipsoïd entwickelt sich bei alhnählicher Luftzuströmung — was bei Kupferelektroden beobachtet wurde — aus einem *blofsen strahlenden Punkte* am Ende der positiven Elektrode,

aus welcher der Magnet sogleich die rothe Lichtfläche hervorruft; anfänglich ist das Ellipsoid klein, liegt an der positiven Elektrode an, mit seiner grossen Axe der negativen Elektrode zugewandt und wächst allmählich, seine relativen Dimensionen nahezu beibehaltend.) Nach vierzehn Luftzuströmungen war, bei Nichterregung des Magnets, das violette Licht bis auf ein Minimum verschwunden, das am äussersten Ende der negativen Elektrode auftrat. Die rothe Lichtergießung, die von der Spitze der positiven Elektrode aus, in der Form eines dicken Drahtes bis in die Nähe des violetten Lichtes sich hinzog, war rings umher von gelbem Lichte umgeben. Nach der Erregung des Magnets verschwand das violette Licht vollständig. Es trat ein geradliniger Funken von grösster Feinheit zwischen den Polen auf und bildete hier die scharfe Gränze der Lichtfläche, die nach Oben (oder Unten) durch einen Halbkreis begränzt wurde. Das rothe Licht der Fläche wurde momentan durch gelbe Bogen durchzogen, und von Zeit zu Zeit durch einen breitem concentrischen Ring von schön gelbem Lichte nach Aussen begränzt. Wir haben hier bei schwächeren Inductionsströmen im luftverdünnten Raume ein getreues Bild der in der 220. Nummer beschriebenen Erscheinungen, wo unter dem gewöhnlichen Atmosphärendruck durch den grossen Inductions-Apparat *dieselben* Kräfte stärker und geräuschvoller auftreten. Bei fernerer Luftzuströmung nimmt der Funken auf Kosten der Lichtscheibe an Intensität zu.

238. Schon nach den ersten Luftzuströmungen färbte sich das Innere des ellipsoïdischen Behälters gelblich roth, nach vierzehn derselben schon sehr stark (stärker bei Anwendung von Kupferelektroden.) Die Bestandtheile der Luft hatten sich theilweise chemisch zu Stickoxyd und dieses wieder mit dem Sauerstoff der noch übrigen Luft verbunden. Es ist wohl keinem Zweifel unterworfen, dafs die auf diese Weise fortwährend sich bildende salpetrige Säure oder Untersalpetersäure Träger des so merkwürdig auftretenden gelben Lichtes ist. In anderen Gasen wenigstens; nament-

lich in Wasserstoffgas, tritt, bei denselben Elektroden, dieses Licht *nicht* auf.

239. An Schönheit, Helligkeit und Schärfe lassen die ebenen beschriebenen, durch den kleinen Inductions-Apparat hervorgerufenen Erscheinungen nichts zu wünschen übrig. Die Anwendung des grossen Apparates (von den sechs grossflächigen Zink-Kohlen Elementen, die Hr. Ruhmkorff seinem Apparate beigiebt und die man ohne Gefahr für denselben anwenden kann, nahm ich nur vier) bietet aber Eigenthümlichkeiten dar, die bemerkenswerth sind. Wenn wir nämlich wiederum von der grössten Verdünnung ausgehen, so tritt bei einer Unterbrechung des inducirenden Stromes dieselbe Lichtstrahlung auf wie früher, ohne entsprechend verstärkte Intensität. Wenn man dann den inducirenden Strom wieder herstellt, so tritt dieselbe Erscheinung mit fast gleicher Intensität auf; nur vertauschen sich in derselben die beiden Elektroden, dadurch bedingt, daß der inducirte Strom seine Richtung geändert hat. Wenn, unter Anwendung des Ruhmkorff'schen Commutators die Unterbrechungen und Schliessungen so rasch erfolgen, daß für das Auge die Erscheinung eine continuirliche wird, so sehen wir *gleichzeitig* die doppelte Erscheinung, wie sie, bei Anwendung des kleinen Apparates, *nach einander* auftritt, wenn wir die Richtung des inducirenden Stromes commutiren. Nach Erregung des Magnets bilden sich zwei schöne magnetische Lichtflächen, die durch die aus der umgebenden Glasröhre hervorragenden Enden der beiden Elektroden gehen und auf der inneren Glaswandung des ellipsoidischen Behälters stehen: ganz von gleicher Färbung und Gestalt. Zu ihnen fluthet diffuses Licht, bezüglich nach Oben und Unten, von der jedesmaligen anderen Elektrode über. Der Unterschied in der Intensität der beiden Lichtflächen ist um so kleiner, je rascher der Commutator geht.

240. Nach einer einmaligen Luftzuströmung trat um beide Elektroden eine intensiv blau-violette Lichthülle auf, die frühern magnetischen Flächen reichten nicht mehr bis

zur Glaswandung herab. Von den beiden Elektroden gingen zwei schön rothe Bogen, der eine nach Oben der andere nach Unten, wie wir sie früher beschrieben haben. Die magnetische Lichtfläche einer der beiden Elektroden und der rothe Bogen der andern hatten eine etwas geringere Ausdehnung als die andere Lichtfläche mit ihrem zugehörigen rothen Bogen. Als mit der Hand der inducirende Strom geöffnet wurde, trat die violette Hülle und der Anfang der magnetischen Lichtfläche nur an einer Elektrode auf und an der andern der rothe Bogen: beides mit größerer Intensität. Als dann aber, nach einigen Augenblicken, der inducirende Strom wieder geschlossen wurde, blieb mit dem inducirten Strome jede Lichterscheinung aus. Als aber *sogleich* nach dem Oeffnen des Stromes derselbe wieder geschlossen wurde, trat, mit vertauschter Stromrichtung, die Lichterscheinung wieder auf und zwar um so intensiver, je kürzer das Zeitintervall zwischen Oeffnen und Schliessen war. Es gilt dieses sowohl *unter* als *ohne* Einwirkung des Magnets.

241. Der Unterschied in der Intensität der den beiden Strömen von entgegengesetzter Richtung entsprechenden, für das Auge gleichzeitigen, Lichterscheinungen wurde, bei wiederholter Luftzuströmung, immer größer, bis der von der einen Elektrode ausgehende rothe Bogen und die violette Lichthülle der andern Elektrode ganz verschwand <sup>1)</sup>. Als dieß aber eintrat, bildete sich ein feiner, zwischen den beiden Elektroden überschlagender Blitz, auf der einen Seite eine halbkreisförmige Scheibe begränzend, welche

1) Auf diese Weise wird die bekannte Thatsache dem Auge sichtbar, daß bei zunehmendem Widerstande der Schließungsstrom gegen den Oeffnungsstrom immer mehr zurücktritt und bald ganz verschwindet. Als eine Atmosphäre von Wasserstoffgas genommen wurde, geschah dieses langsamer. Bei unserer Evacuirungs- und Füllungs-Methode hat es keine Schwierigkeit, die Dichtigkeit zu bestimmen, wo, bei gegebener Stromstärke, der Oeffnungsfunken in verschiedenen Gasen aufhört durchzuschlagen. Ueber die physikalische Bedeutung der Constanten, die auf diese Weise sich ergeben, gehe ich hier in keine weiteren Erörterungen ein.



gleichmäßig in dem früher schon erwähnten, intensiv gelborangenem Lichte leuchtete. Bei fortwährend zunehmender Dichtigkeit der umgebenden Luft wurde der Blitz stärker und rothes Licht mengte sich mit dem gelben Lichte der Scheibe.

242. Meine früher mitgetheilten Beobachtungen über die magnetischen Lichterscheinungen bei genäherten Elektroden haben durch das Vorstehende ihre Bestätigung, zugleich aber, in Beziehung auf den verschiedenen Grad der Verdünnung des umgebenden Mediums, eine nähere Determination erhalten. Die Gesetze, die ich aus jenen Beobachtungen über die Einwirkung des Magnets auf das Licht des positiven Poles abgeleitet habe, bestehen so lange, bis, bei hinlänglicher Dichtigkeit des Gases, eine vollständige Lichtbrücke zwischen den beiden Polen sich gebildet hat. Dann treten die in den vorstehenden Nummern 225 bis 227 entwickelten Gesetze ein.

Wir haben hier nur den einfachsten Fall, daß die Elektroden ihre Spitzen einander zukehren, behandelt und diese Spitzen in die äquatoriale Lage gebracht. Viel mannigfaltigere Erscheinungen ergeben sich, wenn wir die Entladung in allmählich an Dichtigkeit zunehmenden Gasatmosphären, wie in der frühern Mittheilung, zwischen parallelen oder gekreuzten Elektroden in verschiedener Lage gegen den Elektromagnet stattfinden lassen.

243. Wir haben in dem Vorstehenden überall den gewöhnlichen Funken des Ruhmkorff'schen Apparates genommen. Wenn wir von den beiden Säulen, in welchen die Enden des inducirten Drahtes eingeklemmt sind, nach Ruhmkorff's Angabe, außer den Elektroden, zwischen welchen der Funke überspringt, noch zwei Elektroden zu den beiden Belegen einer passend gewählten Leidener Flasche leiten, so ist die Art der Entladung eine ganz andere. Ich führe in dieser Beziehung nur ein schlagendes Beispiel an. Während der gewöhnliche Funken bei der bisherigen Schlagweite in Wasserstoffgas bei einer Spannkraft von etwa 300<sup>mm</sup> sehr schwaches Licht hat und ein blasses Spectrum giebt, in dem keine Farbe vorherrscht,

erhalten wir bei der oben angeführten Adjustirung einen un-  
gemein intensiv rothen Funken, dessen Spectrum ein voll-  
ständiges ist, in welchem die drei Wasserstoffstreifen mit  
blendendem Glanze hervortreten. Es wurde dabei der grofse  
Apparat durch vier grofse Elemente erregt.

244. Bei äufserster Verdünnung sind in verschiedenen  
Gasen, sowohl vor als unter der Einwirkung des Magnets,  
die Erscheinungen ganz dieselben als in der Luft.

(Wird fortgesetzt.)

### Erste Note.

Ueber Blitze, die der Magnet im diffusen Lichte der elektrischen  
Entladung durch verdünnte Gase hervorruft.

245. Solche Blitze, goldgelb im blauen Lichte des Zinn-  
chloriddampfes, von anderer intensiven Färbung in andern  
verdünnten Dämpfen und Gasen, im Dampfe des Broms, des  
Iods, der Schwefelsäure etc., die ich vor längerer Zeit schon  
beschrieben habe, gehören zu den schönsten Erscheinungen  
der elektrischen Entladung. Hr. Geissler hat neuerdings  
den Röhren, die zu solchen Versuchen dienen, eine geeig-  
nete Form gegeben. An den beiden Enden einer 20 bis 25<sup>mm</sup>  
weiten, 200 bis 250<sup>mm</sup> langen Glasröhre sind zwei Capil-  
larröhren eingeschmolzen, die ihrerseits, nach Aufsen hin  
eingeschmolzene, Platindrähte enthalten und nach der an-  
dern Seite hin so weit in die Röhre hineinragen, dafs ihre  
offenen Enden in der Mitte der weitem Röhre 40 bis 50<sup>mm</sup>  
von einander abstehen. Bei der Entladung des (kleinen)  
Ruhmkorff'schen Apparates tritt der Inductionsstrom zu-  
erst in eine der beiden Capillarröhren, aus dieser, sich weit  
ausbreitend, in die weite Röhre, um sich wiederum in der  
andern Capillarröhre zu concentriren. In dem Falle des  
Zinnchloriddampfes ist das Licht in den Capillarröhren  
schön gelb, das diffuse Licht in der weiten Röhre blau.  
Indem der Magnet dieses blaue Licht, bei aequatorialer  
Lage herabzieht oder nach Oben abstöfst, bei axialer Lage,

von den beiden Oeffnungen aus nach entgegengesetzter Seite horizontal fortdrängt, treten, von den Oeffnungen ausgehend, fortwährend goldgelbe Blitze auf, von denen das Auge gleichzeitig immer mehrere sieht.

In manchen Fällen erfolgen solche Blitze auch ohne magnetische Einwirkung.

246. Als der erste Eindruck dieser Erscheinungen noch ganz frisch in meiner Seele war, beobachtete ich, nach 7 Uhr Abends am 28. September 1859 (in einer Periode ungewöhnlich starker elektrischer Störungen in der Atmosphäre) am offenen Fenster stehend, das nahe süd-östlich gelegen ist, ein Gewitter mit ganz ungewöhnlichen Erscheinungen, die über eine halbe Stunde dauerten, während welcher es stark regnete. Es waren keine gewöhnlichen Blitze, sondern vielmehr gewaltige Strömungen diffusen Lichtes, annäherungsweise von Norden nach Süden, die nach kurzen Intervallen auf einander folgten. Theils waren es bloß solche Strömungen, theils traten in denselben Blitze von ungewöhnlichem Glanze auf, die einen Zickzackweg am dunkeln Himmel von mehr als  $60^\circ$  zurücklegten. Häufig erfolgten in derselben Lichtströmung zwei und drei Blitze. Die Farbe der Blitze bot nichts Besonderes dar; nur bei der stärksten Entladung, wo gleichzeitig drei gewaltige Blitze in der Lichtströmung sich bildeten — wovon die obigen Geißler'schen Röhren das genaue Miniaturbild geben — war derjenige der drei Blitze, der seinen Weg im größten Zenithabstande nahm, *schön grün* gefärbt <sup>1)</sup>.

1) Während desselben Gewitters zeigte sich, als ich mit Muße meine gespannte Aufmerksamkeit auf diese Phänomene richtete, in der Nähe des Horizontes ein merkwürdiger Blitz anderer Art. Es schienen zwei Blitze, von entgegengesetzter Seite kommend, auf derselben Horizontal-Linie sich zu begegnen und dann in dem Punkte des Zusammenstreffens ihre Richtung plötzlich zu ändern und, unter rechtem Winkel umbiegend, entgegengesetzt, nach Oben und Unten, sich fortzubewegen, bis sie allmählich erloschen. Aber der Blitz war kein gewöhnlicher, continuirlich fortschreitender, sondern seinen Weg, den er, wie ich glaube, langsamer zurücklegte, bezeichneten durch dunkle Stellen unterbrochene Lichtansammlungen. Von Hrn. Letsom, jetzigem Königl.

## Zweite Note.

## Bemerkungen über Gasspectra.

247. Es scheint, daß den vor längerer Zeit von mir gemachten Spectral-Beobachtungen verschiedener Gase und Dämpfe nicht allgemein die Bedeutung chemischer Analysen beigelegt wird. Elektrisches Licht an und für sich, ohne Träger ist eine Fiction, die nicht existirt. Es ist kein Unterschied, ob eine Substanz durch directe Wärme verflüchtigt und zum Glühen gebracht wird, oder ob sie durch elektrische Ströme erwärmt, glüht; ob man zum Beispiel Natrium in eine Flamme bringt oder Natriumdampf in einer Spectralröhre, wie ich es in meinen Untersuchungen gethan, durch den hindurchgehenden Inductionsstrom glühend macht. Dieses Glühen tritt um so leichter ein — ich sehe hier von der *äußersten* Verdünnung ab — je verdünnter Gas oder Dampf ist. Aber auch Gas *von der gewöhnlichen Dichtigkeit* giebt in dem capillaren Theile einer meiner Spectral-Röhren *dasselbe charakteristische Spectrum*, wenn wir einen hinlänglich starken, gewöhnlichen Inductionsstrom hindurchschlagen lassen. Nur wird in diesem Falle die Capillarröhre so stark erwärmt, daß sie dem Zerspringen ausgesetzt ist. Zur Ausführung chemischer Analysen wäre wohl ein etwas stärkerer Inductionsfunken bei einer mäßigen Verdünnung am geeignetsten. Wenn die Dichtigkeit des Gases zu groß ist, sieht man unter Anwendung einer Lupe, daß der innere Raum der, obgleich engen, Röhre nicht mehr mit Licht ganz ausgefüllt ist und der Weg der Entladung in derselben nicht mehr ein constanter ist.

248. Durch meine Spectral-Röhren erhalten wir das reine Gasspectrum. Es folgt dieses unmittelbar aus der That-  
sache, daß keine der Lichtlinien, aus welchen das Spectrum eines reinen Gases besteht, sich in dem Spectrum eines andern reinen Gases wiederfindet, wonach jedes Gas durch

großbritannischem Geschäftsführer und General-Consul in Monte Video wurde ich belehrt, daß solche discontinuirliche Blitze in Amerika oft vorkommen und dort »Kettenblitze« genannt werden.

eine der Lichtlinien seines Spectrums vollkommen charakterisirt ist. Nach Fortnahme des Gases und seines Spectrums bleibt also nichts übrig, was auf ein hypothetisches elektrisches Licht oder auf Ueberführung einer von den Elektroden losgerissenen leuchtend gewordenen Substanz kommen könnte. Bei Elektroden von verschiedenen Metallen ist das Spectrum des Lichtfadens in der Capillarröhre dasselbe, wenn auch das die Elektroden umgebende Licht durch die Metalle Veränderungen erfahren mag. Mehr noch, wir können ganz dieselben Spectra, auch ohne alle Elektroden erhalten, ohne dafs das Gas, dessen Spectrum wir nehmen, irgend wie mit Metallen in Berührung kommt.

249. Zu diesem Ende liefs ich vor längerer Zeit schon Röhren aus drei Stücken so zusammensetzen, dafs das mittlere Stück, eine Capillarröhre von einigen Centimetern Länge, die beiden äufsern Stücke verband, die etwa 2 Centimeter weit und 10 Centimeter lang, an ihren äufsern Enden zugeblasen und ringsherum mit Stanniol belegt waren. Die beiden Zuleitungsdrähte des (kleinen) Ruhmkorff'schen Apparates wurden mit den beiden Stanniolbelegen verbunden. Das, wie gewöhnlich, verdünnte Gas wird durch die Inductionsströme, die, wie bekannt, im Innern des Apparates durch den ursprünglichen Inductionsstrom hervorgerufen werden, innerhalb der Capillarröhre hell leuchtend. Das Spectrum, durch das Babinet'sche Goniometer angesehen, war dem auf dem frühern Wege erhaltenen ganz gleich. Nur ist das Licht in diesem Falle weniger ruhig.

250. Unter andern Verhältnissen treten aber ganz andere Spectra auf. Die Spectra des Hrn. Masson sind gemischte: Gas und Metall treten gleichzeitig als Träger der elektrischen Entladung auf. In den prächtigen Spectra des Davy'schen Bogens ist das jedesmalige Metall der Elektroden durch blendend helle Streifen charakterisirt. Wir erhalten dasselbe unter später zu erörternden Umständen durch den Inductionsapparat zwar abgeschwächt aber leichter zu bestimmen. In den Spectra des Hrn. Ångström treten von den, die verschiedenen Metalle charakterisirenden, hellen

Streifen nur Anfang und Ende als farbig leuchtende Punkte oder kurze Linien auf den beiden Elektroden auf, sey es, daß das verflüchtigte Metall nicht vollständig übergeführt, oder, daß es bei dieser Ueberführung nur in der Nähe der Elektroden hinlänglich erhitzt wird.

251. Nicht nur einfache sondern auch *zusammengesetzte Gase* (Kohlenoxydgas, Kohlenwasserstoff, Schwefelsäure u. s. w.) haben ihre eigenthümlichen Spectra, die zu den Spectra ihrer einfachen Bestandtheile, in keiner nachweisbaren Beziehung stehen. Aber die durchströmende Entladung bringt chemische Verbindungen hervor und zersetzt Gase und Dämpfe und, wie es scheint, treten diese chemischen Actionen leichter in verdünntem Zustande der Gase hervor, wobei diese, ihrer ganzen Masse nach, von der Entladung durchströmt werden und erglühen. Wir erhalten also in den Gasspectra nicht nur Analysen, sondern wir können auch chemische Wirkungen mit dem Auge verfolgen, und mannigfaltige Fragen beantworten, z. B. über Stabilität chemischer Verbindungen, die gasförmig sind, oder, sey es mit, sey es ohne Anwendung von Wärme, in Dampf, wenn auch nur von geringer Spannkraft, übergehen.

Ich führe hier beispielsweise den Fall des Selenwasserstoffgases und des Schwefelsäuredampfes an, die beide in möglichst verdünntem Zustande, in gewöhnlichen Spectral-Röhren sich befanden.

252. Wenn wir das Selenwasserstoff-Spectrum von dem Momente an, wo der Strom hindurchgeht, beobachten, so erscheint das Licht in der Capillar-Röhre anfänglich strohgelb, nach zwei bis drei Sekunden färbt sich dasselbe an dem einen Ende der Röhre schön roth und dann verbreitet sich von da die rothe Färbung allmählich über die ganze Capillar-Röhre, die hernach in ihrer ganzen Ausdehnung so lange schön roth bleibt, als der Strom hindurchgeht. Wenn der Strom unterbrochen wird und ein paar Minuten unterbrochen bleibt, so hat sich beim Wiederhindurchgehen desselben die ursprünglich gelbe Farbe vollständig wiederhergestellt. Diese gelbe Farbe geht dann wie früher

in die rothe wieder über, und wir können denselben Versuch oft nach einander wiederholen. Bei Anwendung des Babinet'schen Goniometers mit dem Prisma sieht man — als ob man *dissolving views* vor sich hätte — das Spectrum des gelben Lichtes des Selenwasserstoffgases in das Spectrum des rothen Lichtes, welches das reine Spectrum des Wasserstoffgases mit seinen drei hellen Streifen auf dunklem Hintergrunde ist, übergehen. Der Uebergang erfolgt so rasch, daß es schwer ist die Lage der hellen Linien, aus welchen das erste Spectrum besteht, zu bestimmen. Der rothe Wasserstoffgasstreifen  $H_{\alpha}$  trat auch hier in großer Helligkeit auf, die beiden andern Streifen waren nicht zu erkennen. Nach dem Gelben hin wechselten rothe und schwarze Streifen mit einander ab. Diese wurden aber an Glanz von vier blauen Streifen bedeutend übertröffen, die sich zu zwei Paaren zusammenordneten. Diese Streifen hatten einfache Spaltbreite (3'), das Licht jedes derselben war hiernach absolut homogen. Die beiden Streifen jedes Paares waren durch einen schwarzen Zwischenraum, etwas breiter als die hellen Streifen, getrennt, die beiden Paare von einander durch einen ebenfalls schwarzen Zwischenraum 18' breit').

Aus dem Vorstehenden folgt, daß Selenwasserstoffgas sich durch den elektrischen Strom allmählich zersetzt. Nach Ausscheidung des Selen bleibt das reine Wasserstoffgas

- 1) Unmittelbar gemessen wurde die Ablenkung der Mitten der drei Wasserstoffgas-Streifen, die sich genau wie früher ergab, so wie der äußern Grenzen der beiden Doppelstreifen, die wir durch  $SeH_{\alpha}$ ,  $SeH_{\beta}$  bezeichnen wollen, wobei

$$\begin{array}{l} SeH_{\alpha} \quad \left\{ \begin{array}{l} \varphi = 60^{\circ} 43',5 \\ \varphi = 60 \quad 53,5 \end{array} \right. \\ SeH_{\beta} \quad \left\{ \begin{array}{l} \varphi = 61 \quad 3 \\ \varphi = 61 \quad 11 \end{array} \right. \end{array}$$

sich ergab. Daraus folgt, unter Beibehaltung der Bezeichnung meiner frühern Abhandlung für die Mitten der vier einzelnen Streifen

$\varphi$	$\mu$	$\lambda$
$\left\{ \begin{array}{l} 60^{\circ} 45' \\ 60 \quad 52 \end{array} \right.$	1,73974	458,95
$\left\{ \begin{array}{l} 61 \quad 3 \\ 61 \quad 9,5 \end{array} \right.$	1,74075	455,6
	1,74233	450,6
	1,74326	447,5



in der Röhre. Nach Unterbrechung des Stroms verbindet sich das Wasserstoffgas mit Selen langsam wieder zu Selenwasserstoffgas.

Der *anhydre Schwefelsäuredampf* scheint der elektrischen Entladung einen größern Widerstand entgegenzusetzen. Während der kleine Ruhmkorff'sche Apparat zur Darstellung der Gasspectra im Allgemeinen am geeignetsten ist, zeigte er sich hier zu schwach. Unter Anwendung eines stärkern Inductionsapparates aber giebt der möglichst verdünnte Dampf der anhydren Schwefelsäure  $\text{SO}_3$  in den gewöhnlichen Spectra-Röhren eines der schönsten und farbenreichsten, aus hellen Lichtstreifen auf meist schwarzem Grunde bestehenden, Spectra.

Dieses Spectrum verhielt sich anfänglich fast unverändert, so daß die Lage der einzelnen Streifen mit Muße bestimmt werden konnte. Dieses geschah, aufser für einige lichtschwächere Ströfen, für drei rothe  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ , für einen Orangestreifen  $\delta$ , einen gelben Streifen  $\epsilon$ , vier grüne Streifen  $\zeta$ ,  $\eta$ ,  $\vartheta$ ,  $\iota$  und neun blaue und violette  $\kappa$ ,  $\lambda$ ,  $\mu$ ,  $\nu$ ,  $\xi$ ,  $\omicron$ ,  $\pi$ ,  $\rho$ ,  $\sigma$ . Von diesen Streifen war  $\iota$  durch zwei schwarze Linien in drei einfache Streifen getheilt,  $\epsilon$ ,  $\zeta$ ,  $\eta$  waren doppelt, mit einer feinen schwarzen Linie in der Mitte,  $\beta$  hatte beinah doppelte Breite, breiter war der Streifen  $\varsigma$  an der violetten Gränze. Alle übrigen hatten einfache Spaltbreite (3'). Nach längerer Zeit, daß der Strom hindurchging, erblafste indess allmählich das ursprüngliche Spectrum und ein neues Spectrum trat auf. Dasselbe bestand aus einem breiteren Orangestreifen  $\alpha$  und sechs einfachen Streifen, von welchen die beiden ersten  $\beta$ ,  $\gamma$  grün waren und die übrigen vier  $\delta$ ,  $\epsilon$ ,  $\zeta$ ,  $\eta$  dem brechbarern Theile des Spectrums angehörten. Ein schwacher rother Streifen, welcher mit dem frühern Streifen  $\text{SO}_3$  genau zusammenfiel, ist offenbar einem Residuum der ursprünglichen Schwefelsäure zuzuschreiben und gehört demnach dem neuen Spectrum nicht an. Andererseits fand sich in dem ursprünglichen Spectrum, wie es vorher bestimmt worden, erstens ein blasser Streifen dicht neben dem Doppelstreifen  $\text{SO}_3$  nach der violetten

Seite hin, welcher genau die Lage des hellen Streifens  $\beta$  des zweiten Spectrums hatte und zweitens ein schwacher Streifen, der theilweise, den Streifen  $\text{SO}_2^3$  überlagernd, noch 2' weiter reichte und welcher genau mit dem hellen Streifen  $\gamma$  des zweiten Spectrums übereinstimmte. Diese Streifen gehören offenbar beide nicht der anhydren Schwefelsäure an, sondern dem Gase, das an seine Stelle getreten ist. Bei einer Wiederholung der eben beschriebenen Beobachtung trat anfänglich der Streifen  $\text{SO}_2^3$  auch nach der violetten Seite hin schwarz begränzt auf, erst allmählich legte sich ein 2' breiter Streifen an denselben an, der mit der Zeit heller wurde, während der ursprüngliche Streifen an Helligkeit abnahm bis er zuletzt ganz verschwand und der Streifen  $\gamma$  des zweiten Spectrums unter normaler einfacher Breite allein übrig blieb. Von den übrigen Streifen der beiden Spectra stimmten keine überein.  $\delta$  des zweiten Spectrums stand dem Rothen um 2' näher als  $\text{SO}_\lambda^3$ , was ich für einen Fehler des Ablesens nicht halten kann.

Das ursprüngliche Spectrum und, hiermit parallel gehend, die durch den Strom zersetzte Schwefelsäure, stellte sich auch hier nach längerer Unterbrechung des Stroms wieder her. Diese Wiederherstellung wurde durch Commutation des Stroms beschleunigt.

Welchem Gase gehört das zweite Spectrum an? Wohl gewifs schwefliger Säure, die aus der Zersetzung der Schwefelsäure offenbar dadurch entstanden ist, dafs Sauerstoffgas zur Elektrode gegangen ist. Die Vergleichung einer ältern Notiz über die, bei schwächerer Kraft, unvollständig gelungenen directen Darstellung des Spectrums der schwefelichen Säure ist dieser Annahme günstig, aber nur eine Wiederholung mit dem grossen Inductionsapparate würde etwaige Zweifel auch dann beseitigen, wenn, unter gewöhnlichen Verhältnissen, die Zersetzung der anhydren Schwefelsäure und ihrer Wiederherstellung vom chemischen Standpunkte aus beanstandet werden möchte.

Die Art neuer Analyse, wie sie in dem Vorstehenden an zwei Beispielen dargelegt ist, scheint mir eine weitere

Bedeutung, namentlich auch für die organische Chemie zu haben.

Bonn, d. 15. Mai 1861.

#### IV. *Das Doppelmeteor von Elmira und Long-Island.*

Unter diesem Titel hat Hr. Haidinger kürzlich in den Sitzungsberichten der Wiener Akademie Bd. XLIII eine von Hrn. Silliman erhaltene Nachricht von einem merkwürdigen Feuermeteor mitgetheilt, welches am 20. Juli 1860 Abends 9 $\frac{1}{4}$  Uhr auf einem Raume von etwa 1000 engl. Meilen Länge und 800 Meilen Breite beobachtet wurde. Es zog etwa von N. 62° W. gegen S. 62° O. senkrecht etwa über dem nördlichen Theil des Michigan Sees, über Godrich am Huronsee, Buffalo, Elmira, dem Hudson und quer durch Long-Island nach dem atlantischen Ocean, mit Höhen von respective 120, 85, 51, 44 und 42 engl. Meilen, was durch viele Beobachtungen ermittelt wurde.

Das Meteor stellte anfangs eine, etwas verlängerte Kugel dar, bis oberhalb Elmira, wo es sich theilte und nun gedoppelt fortzog. Hr. T. B. Beecher, ein Geistlicher, sah die Theilung explosionsartig vor sich gehen. Nach einer Zeichnung, die ein Augenzeuge, Hr. St. Walkly jun., in Plantsville, Connecticut, 20 engl. Meilen von New-Haven, machte, bestand nun das Meteor aus zwei hintereinander herziehenden, hellgelben, birnförmigen Massen, die einen kegelförmigen Schweif von ins Rothe verlaufenden Farben besaßen, und denen noch eine beträchtliche Anzahl kleiner Lichtpunkte folgte. Herabgefallen scheint nichts zu seyn, obwohl einige Beobachter von einem Knalle sprechen.

Feuermeteore, bestehend aus zwei oder mehreren Kugeln, sind schon einige Male beobachtet worden, wie Chladni's Werk über Feuermeteore S. 100, 140, 141, 143, 158, 165 bezeugt und Hr. Haidinger durch einige neue Beispiele bestätigt. Allein, daß man eine Feuerkugel sich theilen gesehen habe, (ähnlich dem Biela'schen Cometen) scheint noch nicht vorgekommen zu seyn.

V. Ueber die Krystallform des Bucklandit's (Or-  
thit's) vom Laacher See;  
von Dr. G. vom Rath in Bonn.

Unter dem Namen Bucklandit führen die meisten Lehrbücher der Mineralogie, z. B. diejenigen von Naumann, Dana, Phillips-Miller, ein schwarzes Epidot ähnliches Mineral auf, von welchem drei Fundstätten — Arendal, Achmatowsk im Ural, der Laacher-See — angeführt werden. Unter diesen drei Vorkommnissen wurde das Mineral in Kalkspath eingewachsen zuerst von Arendal durch Levy aufgefunden und benannt (Levy, *Ann. of Phil.* Febr. 1824 p. 134). Doch erst in der *Description d'une collection de Minéraux T. II*, p. 16 weist Levy, aufmerksam gemacht durch G. Rose's Entdeckung des Bucklandits von Laach und seine Vergleichung mit dem Epidot, auf die Formgleichheit des Bucklandits von Arendal und des Epidots hin: „*les deux substances sont donc isomorphes si elles ne sont pas identiques.*“ Wir besitzen allerdings noch keine chemische Analyse des Bucklandits von Arendal — Neskiel-Grube —, doch ist seine Aehnlichkeit in der Form und den physikalischen Eigenschaften mit den Orthiten, welcher Name von Berzelius 1815 dem Mineral von Finbo in Schweden beigelegt wurde, so groß, daß es sich kaum rechtfertigt, die Bezeichnung Bucklandit für das Arendaler Vorkommen noch festzuhalten.

Der Bucklandit von Achmatowsk wurde als »schwarzer Sphen« von v. Kokscharoff nach Berlin gebracht und von G. Rose, Reise nach d. Ural, II, S. 491 als Epidot erkannt. Der untersuchte Krystall, einen Zoll groß, hatte ein so ungewöhnliches hexagondodecaëdrisches Ansehen, daß G. Rose erst nach genauer Untersuchung die Epidot-Form bestimmte. Dieselbe wurde durch Hermann (*Erdmann's Journ. f. pr. Chemie* Bd 43, S. 96) bestätigt; und die Kenntniß des Minerals durch eine chemische Analyse

gefördert, welche mit nahe gleichem Resultate von Ram-  
melsberg (Handb. d. Mineralchemie S. 759) wiederholt  
wurde. Da diese Analysen keinen Gehalt an Ceroxydul  
ergaben, so wird durch sie schon das Mineral von Ach-  
matowsk von dem Orthit entfernt und dem Epidot an-  
gereiht. Auch die Farbe spricht dafür; sie ist zwar dunkel  
schwärzlich grün, aber immer noch grün wie beim Epidot.  
Wie der Bucklandit von Arendal mit dem Orthit, so muß  
derjenige von Achmatowsk mit dem Epidot vereinigt wer-  
den. Gegen die Verbindung des Bucklandits von Achma-  
towsk mit dem Orthit spricht auch die eigenthümliche Flä-  
chen-Ausbildung. Der Orthit ist stets tafelartig krystalli-  
sirt, während der Epidot etwas mannichfaltiger in seinem  
Habitus ist. Dem Mineral von Achmatowsk gebührt also  
kein eigenthümlicher Name.

So bleibt als Repräsentant des Bucklandits nur das Mi-  
neral von Laach übrig. G. Rose fand dasselbe 1825 bei  
einer Durchmusterung der Bonner Sammlung, wo es für  
Augit gehalten wurde. An einem ihm vom Inspector Bras-  
sert geschenkten Stücke maß G. Rose die Winkel, und  
erkannte ihre Identität mit denjenigen des Epidots. Diese  
Entdeckung wurde bald darauf von Haidinger in dem  
*Edinburger Journal of sciences* mitgetheilt, von G. Rose  
selbst erst nach der russischen Reise (Elemente d. Krystal-  
lographie 1. Aufl. S. 170). Die Krystalle von Laach wur-  
den auch von Breithaupt 1827 (Schweigger's Jahrb.  
Bd. 50, S. 321), wohl ohne Kenntniß der Notiz Haidin-  
ger's, als neu beschrieben unter dem Namen Tautolith,  
welcher auf die eigenthümliche Entwicklung des von Breit-  
haupt irrig als rhombisch angesehenen Krystallsystems hin-  
deuten sollte. In dem Handbuch der Mineralogie Bd. III  
S. 595 ist die Angabe über das Krystallsystem allerdings  
berichtigt, und das Mineral zum Epidot gestellt, aber der  
Name Tautolith beibehalten; obgleich er einen Widerspruch  
in sich einschließt. G. Rose in seinem krystallo-chemi-  
schen Mineralsystem S. 85 sieht den Bucklandit nicht als  
eine eigenthümliche Species des Genus Epidot an, sondern

stellt ihn zum Allanit (syn. Orthit), und vergleicht die Krystallform desselben treffend mit derjenigen des Cerins, d. i. des Orthits von der Bastnäs-Grube bei Ryddarshyttan in Westmanland.

Für den Orthit bietet sich als naturgemäfs diejenige Stellung dar, welche v. Kokscharoff (Materialien zur Mineralogie Rußlands Bd. III) nach Marignac's Vorgang dem Epidot und den mit demselben isomorphen Mineralien gegeben hat. In dieser Stellung wird die zur Tafel ausgelebte Fläche zur Querfläche, und die Zwillingsbildung, welche diese Fläche als Zwillingsebene nimmt, entspricht dem häufigsten Gesetze monokliner Systeme. Der Bucklandit von Laach läßt sich auf folgende nahe rechtwinklige Axen zurückführen:

$$a \text{ (Längsaxe)} : b \text{ (Queraxe)} : c \text{ (Verticalaxe)} \\ = 1,40367 : 1 : 0,22086. \quad 1 : 0,71242 : 0,15735$$

Die Axe  $a$  neigt sich ein wenig nach hinten hinab, so dafs sie mit  $c$  vorne oben den Winkel

$$89^\circ 41' 30''$$

einschließt. — Es wurden beobachtet an den Krystallen zwei verticale Prismen, die Querfläche, drei vordere und zwei hintere Schiefendflächen, zwei vordere und zwei hintere schiefe Prismen. Auf jenes nahe rechtwinklige Axensystem bezogen, erhalten die genannten Flächen folgende Zeichen:

$$z = (a : b : \infty c)$$

$$u = (\frac{1}{2} a : b : \infty c)$$

$$T = (a : \infty b : \infty c)$$

$$M = (\frac{1}{3} a : c : \infty b)$$

$$m = (\frac{1}{2} a : c : \infty b)$$

$$e = (\frac{1}{11} a : c : \infty b)$$

$$r = (\frac{1}{3} a' : c : \infty b)$$

$$l = (\frac{1}{13} a' : c : \infty b)$$

$$o = (\frac{1}{3} a : \frac{1}{8} b : c)$$

$$d = (\frac{1}{11} a : \frac{1}{8} b : c)$$

$$n = (\frac{1}{5} a' : \frac{1}{8} b : c)$$

$$x = (a' : \frac{1}{3} b : c)$$

Die Flächen-Buchstaben sind die von Hatly für den Epidot angegebenen und ziemlich allgemein angenommen. Nur *e* und *m* sind von Kokscharoff entliehen.

Sucht man ohne Rücksicht auf die Axenschiefe nur nach einfachen Flächenzeichen, so erhält man sie durch folgende Axen:

$$a : b : c = 1,55070 : 1 : 1,76838$$

$$1 : 0,6449 : 1,14037$$

Diese Axen *a* und *c* schliessen nun vorne oben den Winkel  $115^{\circ} 1'$

ein. Die Zeichen der Flächen werden:

$$s = (a : b : \infty c), \quad \infty P$$

$$u = (\frac{1}{2}a : b : \infty c), \quad \infty P 2$$

$$T = (a : \infty b : \infty c), \quad \infty P \infty$$

$$M = (c : \infty a : \infty b), \quad 0 P$$

$$m = (a : \frac{1}{2}c : \infty b), \quad -\frac{1}{2}P \infty$$

$$e = (a : c : \infty b), \quad -P \infty$$

$$r = (a' : c : \infty b), \quad +P \infty$$

$$l = (\frac{1}{2}a' : c : \infty b), \quad +2P \infty$$

$$o = (b : c : \infty a), \quad P \infty$$

$$d = (a : b : c), \quad -P$$

$$n = (a' : b : c), \quad +P$$

$$x = (a' : b : \frac{1}{2}c), \quad +\frac{1}{2}P.$$

Diese Axen, welche aus den beiden schiefen Prismen *n* und *d* als Grundform abgeleitet wurden, sind dieselben, auf welche auch Marignac und Kokscharoff die Epidot-Flächen bezogen haben. Will man überhaupt von nahe rechtwinkligen Axen abweichen, so empfiehlt es sich, zunächst den Krystall um die Verticalaxe zu wenden, so dass die hintere Seite zur vordern wird, und aus den schiefen Prismen *n* und *o* die Grundform zu bilden. Diese bestimmt die Axen

$$a : b : c = 1,43302 : 1 : 0,89047$$

$$= 1 : 0,69783 : 0,62139$$

*a* und *c* bilden vorne oben den Winkel

$$99^{\circ} 14'.$$

Nun werden die Formeln der Flächen:



$$\begin{aligned}
z &= (a:b:\infty c), \quad \infty P \\
u &= (\tfrac{1}{2}a:b:\infty c), \quad \infty P 2 \\
T &= (a:\infty b:\infty c), \quad \infty P \infty \\
M &= (a':c:\infty b), \quad +P \infty \\
m &= (\tfrac{1}{2}a':c:\infty b), \quad +2P \infty \\
e &= (\tfrac{1}{3}a':c:\infty b), \quad +3P \infty \\
r &= (a:c:\infty b), \quad -P \infty \\
l &= (\tfrac{1}{3}a:c:\infty b), \quad -3P \infty \\
o &= (a':b:c), \quad +P \\
d &= (\tfrac{1}{3}a':b:c), \quad +3P 3 \\
n &= (a:b:c), \quad -P \\
x &= (b:c:\infty a), \quad P \infty
\end{aligned}$$

Den Bucklandit von Laach wie überhaupt den Orthit nach einer andern Verticalaxe als der oben gewählten aufrecht zu stellen, verbietet die stets tafelförmige Ausbildung dieser Krystalle. So führt das Studium der Orthit-Form dazu, auch den Epidot in der Stellung zu betrachten, daß  $T$  Querfläche wird, also weder, sowie Weiss ihn stellte, mit  $r$ , noch nach Mohs' und Naumann's Vorgange mit  $M$  als Querfläche.

Die richtige Deutung der Bucklandit-Flächen kann nur durch ein genaues Messen geschehen. Wollte man nämlich die Tafelfläche  $T$  als Querfläche von Weiss,  $r$ , betrachten, so würde weder ein ungefähres Messen noch das Studium der Zonen das Irrige dieser Auffassung erkennen lassen. Ihr zufolge würde das wahre  $r$  als  $T$  erscheinen,  $M$  und  $l$  behielten ihre Bedeutung,  $z$  wird zu  $n$ ,  $d$  zu  $x$ ,  $x$  zu  $d$ ,  $o$  bliebe  $o$ ,  $u$  würde zu Haüy's Fläche  $e$  (?). Diese interessante Eigenschaft des Epidot-Systems beruht darauf, daß die Kantenwinkel

$$\frac{z}{T} \text{ und } \frac{n}{r}, \frac{M}{r} \text{ und } \frac{T}{M}$$

nicht sehr verschieden sind. Auf letztere Eigenthümlichkeit haben bekanntlich Mohs und Naumann ihre scharfsinnige Axenwahl gegründet.

Den Zonenverband der Flächen des Bucklandits von Laach lehrt ein Blick auf die Horizontalprojektion Fig. 2,

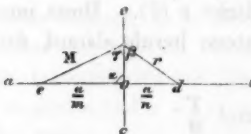
Taf. VI Projektions-Ebene ist die Ebene der Axen  $ab$  der nahe rechtwinkligen Axenwahl. Zur Berechnung der Krystallform dienten folgende drei Kanten-Winkel:

$$z:T = 125^\circ 26'. \quad M:T = 115^\circ 1'. \quad r:T = 128^\circ 23'.$$

Die Ausbildung der Flächen erlaubt eine genaue Bestimmung ihrer Neigungen. Auf die Ermittlung jener drei Winkel wurde deshalb die größte Sorgfalt verwandt. Die Neigung von  $z:T$  wurde aus mehrfacher Messung von 40 Kanten  $\frac{z}{T}$  an 18 Krystallen abgeleitet. Auch die Neigungen  $M:T$  und  $r:T$  wurden durch eine große Zahl von Messungen, deren Abweichungen 10 Min. nicht überstiegen, ermittelt. So glaube ich die Grenzen der Genauigkeit in der Bestimmung der drei Fundamental-Winkel auf  $\pm 1'$  verbürgen zu können. Die Laacher Krystalle sind unter den bisher bekannten Orthiten weitaus am vollkommensten ausgebildet, so daß ihre Neigungen dem Krystallsystem des Orthits überhaupt zu Grunde gelegt werden dürften. Für die russischen Orthite (Uralorthit und Bagrationit) berechnete v. Kokscharoff aus seinen Messungen jene Winkel  $z:T = 125^\circ 24'. \quad M:T = 115^\circ 0'. \quad r:T = 128^\circ 33'.$

Die Uebereinstimmung dieser Winkel mit meinen Messungen muß als sehr befriedigend angesehen werden, in Anbetracht, daß Kokscharoff von seinen Axen-Verhältnissen sagt (Materialien zur Mineralogie Rußlands Bd. III, S. 344): „man kann sie nicht als ganz genaue sondern nur

- 1) Die Schiefe ( $\alpha$ ) nahe rechtwinkliger Axen zu finden, wenn gegeben sind: die Winkel  $\gamma$  (Neigung einer vordern Schiefendfläche zur Querfläche) und  $\beta$  (Neigung einer hintern Schiefendfläche zur Querfläche), die Zahlen  $m$  und  $n$  (wenn nämlich  $eo = \frac{a}{m}$  und  $do = \frac{a}{n}$ ),



dient folgende von Prof. Beer abgeleitete Formel

$$\tan \alpha = \frac{m+n}{m \cot \beta - n \cot \gamma}.$$

Für  $m$  und  $n$  setzt man diejenigen ganzen Zahlen ein, denen die Verhältniszahlen zwischen den Tangenten von  $\gamma$  und von  $\beta$  sehr nahe gleich sind.

als annähernde betrachten, weil die gemessenen Krystalle zu scharfen Messungen untauglich waren; und (S. 378) »es ist zu bemerken, daß die Orthit-Krystalle zu denjenigen Krystallen gehören, die am wenigsten geeignet sind zu guten Messungen. Bisweilen sind die Flächen glänzend, indessen zeigen die Individuen die von ein und demselben Stücke abgelöst wurden, in ihren Winkeln Unterschiede von  $\frac{1}{2}$  Grad, oder sogar noch mehr«. Ich lasse nun folgen, nebeneinander gestellt, die aus jenen drei Fundamentalmessungen berechneten und die direct gemessenen Kantenwinkel:

	Berechnet.	Gemessen.
$z : z'$ in Axe $b =$	$109^{\circ} 8'$	$109^{\circ} 10'$
$T : u$	$= 144 54$	$144 52$
$u : z$	$= 160 34$	$160 35$
$M : z$	$= 104 11\frac{1}{2}$	$104 13$
$M : u$	$= 110 14\frac{1}{2}$	
$r : M$	$= 116 36$	
$r : z'$	$= 111 6$	$111 7$
$r : u'$	$= 120 32$	$120 32$
$m : T$	$= 137 37\frac{1}{2}$	$137 38$
$m : M$	$= 157 23\frac{1}{2}$	$157 20$
$m : r$	$= 93 59\frac{1}{2}$	
$m : z$	$= 115 21\frac{1}{2}$	
$m : u$	$= 127 11$	
$e : T$	$= 149 54$	$149 55$
$e : m$	$= 167 43\frac{1}{2}$	$167 45$
$e : M$	$= 145 7$	
$e : z$	$= 120 6$	$120 6$
$e : u$	$= 135 3\frac{1}{2}$	$135 1$
$l : T$	$= 154 0$	$153 59$
$l : r$	$= 154 23$	
$l : M$	$= 90 59$	
$l : e$	$= 56 6$	
$l : z'$	$= 121 24$	$121 24$
$l : u'$	$= 137 20$	$137 18$
$d : e$	$= 138 27$	$138 27$
$d : d'$ über $e$	$= 96 54$	

	Berechnet.	Gemessen.
$d : M$	$= 127^{\circ} 52'$	
$d : T$	$= 130 \ 21$	$130^{\circ} 21'$
$d : z$	$= 156 \ 19\frac{1}{2}$	$156 \ 21$
$d : u$	$= 155 \ 40\frac{1}{2}$	
$n : r$	$= 125 \ 50$	$125 \ 49$
$n : n'$ über $r$	$= 71 \ 38$	
$n : l$	$= 121 \ 52$	
$n : M$	$= 105 \ 12$	
$n : T$	$= 111 \ 19$	
$n : z'$	$= 150 \ 36\frac{1}{2}$	
$n : u'$	$= 139 \ 53$	
$n : d$	$= 118 \ 20$	$118 \ 25$
$o : M$	$= 121 \ 59$	
$o : o'$ über $M$	$= 63 \ 58$	
$o : r$	$= 103 \ 43$	
$o : e$	$= 115 \ 45\frac{1}{2}$	
$o : T$	$= 103 \ 12$	$103 \ 0$
$o : z$	$= 145 \ 11$	$145 \ 11$
$o : u$	$= 132 \ 8\frac{1}{2}$	
$o : n$	$= 145 \ 29$	$145 \ 31$
$o : d$	$= 152 \ 51$	
$x : x'$	$= 97 \ 49$	
$\frac{x}{x'} : T$	$= 99 \ 14$	
$x : M$	$= 128 \ 32$	$128 \ 33$
$x : r$	$= 131 \ 10$	
$x : T$	$= 96 \ 57$	
$x : n$	$= 156 \ 40$	$156 \ 40$
$x : o$	$= 152 \ 33$	
$x : d$	$= 129 \ 33\frac{1}{2}$	
$\frac{o}{T} : \text{Axe } c$	$= 29 \ 30\frac{1}{2}$	
$\frac{d}{T} : "$	$= "$	
$\frac{n}{T} : "$	$= "$	
$\frac{x}{T} : \text{Axe } c$	$= 48 \ 32\frac{1}{2}$	

	Berechnet.
$o : o$ am Zwillling	$= 153^{\circ} 36'$
$d : d$ „	$= 99 \quad 18$
$n : n$ „	$= 137 \quad 22$

Von der Ausbildungsweise der Krystalle geben die Fig. 3, 4, 4a, 5, 5a, Taf. VI eine Anschauung. Die herrschende Form ist stets die einer rektangulären Tafel, an zwei gegenüber liegenden Seiten symmetrisch an den beiden andern unsymmetrisch zugeschärft.  $z$  herrscht immer über  $u$ , welches zuweilen nur als eine lineare Abstumpfung erscheint. Von den Schiefendflächen erscheinen gewöhnlich  $M$ ,  $e$ ,  $r$ ,  $l$  zusammen, entweder von nahe gleichmäfsiger Ausdehnung oder  $e$  und  $l$  über die beiden andern vorherrschend.  $m$  ist selten, auch dann meist nur linear; nur an einem Krystall wurde sie breit und scharf mefsbar gefunden. Die schiefen rhombischen Prismen fehlen wohl ganz (Fig. 3, Taf. VI). Gewöhnlich sind diese Flächen äufserst klein, punktförmlich, nur bei Lampenlicht mefsbar. Nur selten werden sie so grofs, dafs man mit der Lupe die Form derselben und die Kanten-Parallelität unterscheiden kann. Diese ersieht man besonders aus den beiden geraden Projektionen (Fig. 5, Taf. VI) auf die Horizontal-Ebene, Fig. 5a auf die Symmetrie-Ebene.

Hat man Gelegenheit, eine mit Bucklandit ausgekleidete Druse zu öffnen, so erscheinen die Krystalle von lebhaftestem Glanze, rein schwarz. Kurze Zeit dem Lichte und der Luft ausgesetzt, nehmen sie an einzelnen Stellen eine irisirende Oberfläche an. Trotz derselben ist aber der Glanz noch lebhaft und die Spiegelbilder vollkommen rein. Alle Flächen sind eben und glatt; nur die Fläche  $T$  fand ich an zwei von demselben Stücke herrührenden Krystallen, deren Mittheilung ich der Güte G. Rose's verdanke, mit einer feinen Streifung geziert. An dem einen ist die Streifung einfach und parallel zur Axe  $b$ , an dem andern tritt noch eine verticale Streifung hinzu, so dafs hier  $T$  federförmig gestreift ist.

Außer den einfachen Krystallen und mit ihnen in derselben Druse finden sich auch Zwillinge, nach dem gewöhnlichen Zwillingsgesetz des Epidots — Zwillingsebene  $T$  — gebildet. Fig. 6 Taf. VI ist die gerade Projektion eines Bucklandit-Zwilling auf die Symmetrie Ebene. Die Zusammenfügung der Individuen zum Zwilling ist zum Theil so innig, daß man bei der Kleinheit der Krystalle die Gränze nicht wahrnehmen kann, und den Zwilling nur daran erkennt, daß die Tafel nicht allein an zwei sondern auch an der dritten freien Seite symmetrisch zugespitzt ist. Zuweilen findet sich eine schmale Zwillinglamelle in einen Krystall eingeschoben, welche leicht Täuschung bereiten kann. So glaubte ich einige Zeit, daß eine (fast) gleichgeneigte Gegenfläche zu  $M$  auch auf der hintern Seite des Krystalls vorkäme; bis ich entdeckte, daß diese Fläche einer solchen Zwillinglamelle angehöre, und also  $M$  sey.

Aus Vorstehendem erhellt die Identität der Krystallform des Bucklandits von Laach mit dem Orthit, namentlich mit dem sogenannten Cerin von Ryddarshyttan und mit Kokscharoff's Uralorthit vom Ilmensee bei Miask. Trüge unser Mineral keine eigenthümliche Bezeichnung, so würde es sich jetzt nicht rechtfertigen, ihm eine solche zu geben. Es ist ein Orthit und zwar bei Weitem das ausgezeichnetste Vorkommen dieses Minerals. Der Name Bucklandit muß aufgegeben werden, wenn die chemische Analyse die Orthitmischung namentlich einen Gehalt an Ceroxydul ergeben. Hoffentlich gelingt es mir, das für die Analyse nöthige Material zu sammeln.

Der Orthit von Laach ist eine außerordentliche Seltenheit und findet sich in aufgewachsenen Krystallen bis sechs Millimeter groß in Drusen trachytischer „Auswürflinge des Laacher Sees“. Wie selten das Mineral ist, geht schon daraus hervor, daß Personen, welche in der Nähe von Laach wohnend Jahre lang ihre Aufmerksamkeit dem Sammeln jener „Auswürflinge“ zuwendeten, dennoch niemals einen Orthit fanden. Unsere Universitäts-Sammlung besitzt auch nur zwei Stücke. Das eine, ein Prachtstück

sechs Zoll groß, zeigt an der einen Seite noch die eigenthümlich löchrige Oberfläche der Laacher, dem Bimstein-Tuff angehörigen Lesesteine, besteht wesentlich aus glasigem Feldspath mit wenig schwarzem Glimmer, Hornblende, Augit, Magneteisen, beherbergt in kleinen Drusen: Hauyn (oder Sodolith?) theils grün, theils bläulichgrün, in wohl ausgebildeten, meist nach einer triagonalen Axe sehr verlängerten Krystallen, schwarzen Magnesiaglimmer, Zircon, Orthit in Krystallen, deren Größe zwischen  $\frac{1}{2}$  und 6<sup>mm</sup> schwankt. Als ich von diesem Stücke einen Theil abspaltete, öffnete sich eine Druse, aus welcher ich 16 bis 4<sup>mm</sup> große Krystalle entnehmen konnte, welche obigen Messungen zu Grunde liegen. Bei dem Oeffnen jener Druse nahm ich an den Zirconen die merkwürdige Erscheinung wahr, deren bereits Fr. Sandberger im N. Jahrb. v. Leonhard und Brunn, 1845 S. 143, Erwähnung thut. Frisch aus Licht gebracht sind die Krystalle schön roth, zwischen fleisch- und rosenroth. Wenige Stunden dem Lichte ausgesetzt, verschwindet diese Farbe. Hr. Kreisphysicus Dr. Teschemacher zu Mayen bewahrt in seiner ausgezeichneten Sammlung Laacher Mineralien seit mehr als 20 Jahren einigen Zirconen ihre rothe Farbe, indem er sie vor dem Lichte schützt. »Woher rührt diese Erscheinung, wie ist sie zu erklären?« fragt Fr. Sandberger.

Das zweite Stück unserer Sammlung ist etwas anderer Art als jenes, indem es aus einem innigen Gemenge von glasigem Feldspath und graulichweißem Nosean besteht. Diese beiden Mineralien sind auch in den Drusen auskrystallisirt nebst Hornblende, Zircon, Apatit und Orthit zum Theil in sehr dünnen kleinen Platten.

Die Krantz'sche Sammlung besitzt eine Stufe vom Laacher See, welche auf Orthit aufgewachsen einen Zircon-Krystall zeigt. Die Begleitung des Zircons mit dem Orthit findet sich auch zu Werchoturie in Sibirien. Herman sagt hierüber im Journ. f. prakt. Chemie von Erdmann Bd. 43, S. 107: »Die Orthit-Krystalle finden sich stets in Begleitung von kleinen, netten, scharf ausgeprägten und stark glän-



zenden Zirconen. Mitunter findet man Orthit-Krystalle mit aufgewachsenen Zirconen.«

Laach ist bisher das einzige Vorkommen von Orthit in vulkanischem Gesteine. Vielleicht wird man ihn in demselben Gestein auch an andern Orten entdecken. G. Rose äussert sich darüber in einer gütigen brieflichen Mittheilung mit folgenden Worten: »Es ist mir gar nicht unwahrscheinlich, dass der Orthit auch in den Auswürflingen, den Blöcken glasigen Feldspaths, von den Azoren vorkommt. Ich habe schwarze Krystalle darin gesehen, die grosse Aehnlichkeit mit Orthit hatten, aber doch noch zu undeutlich waren, um genau bestimmt werden zu können.«

---

## VI. Ueber die unterniobsauren Salze; von *Heinr. Rose.*

(Schluss.)

**D**urch die Lösung des neutralen unterniobsauren Natrons kann man andere neutrale unterniobsaure Salze darstellen. Mit fast allen Basen, ausgenommen mit den Alkalien, giebt die Unterniobsäure unlösliche neutrale Verbindungen, und man erhält sie leicht, wenn man zu der Lösung des neutralen unterniobsauren Natrons das lösliche neutrale Salz einer andern Base und zwar im Uebermaass hinzufügt. Die Gegenwart des Wassers wirkt nicht störend; das gefällte Salz ist neutral, das heisst, der Sauerstoff der Base ist ein Drittel von dem der Unterniobsäure.

Die Lösung des unterniobsauren Natrons giebt mit den Lösungen von neutralen Salzen der Alkalien stärkere Niederschläge, als die des niobsauren Natrons. Es entsteht dadurch ein starker Niederschlag in der Lösung von schwefelsaurem Natron, während durch schwefelsaures Kali keine

und nach längerer Zeit nur eine geringe Fällung erzeugt wird. Ebenso giebt eine Lösung von salpetersaurem Natron sogleich einen starken Niederschlag, während eine von salpetersaurem Kali nur nach längerem Stehen eine Fällung giebt. Chlorkalium und Chlornatrium geben aber sogleich Fällungen.

#### Unterniobsaures Ammoniumoxyd.

In der Lösung des unterniobsauren Natrons bringen Lösungen von schwefelsaurem Ammoniak und von Chlorammonium anfangs keine Fällung hervor, wodurch es sich von dem niobsauren, besonders aber von dem tantalsaureren Natron unterscheidet. Durch einen Ueberschufs der ammoniakalischen Salze entsteht indessen mit der Zeit ein dicker voluminöser Niederschlag, von welchem aber beim Auswaschen mit Wasser von gewöhnlicher Temperatur viel sich wieder auflöst. Das Auswaschen wurde so lange fortgesetzt, bis das Waschwasser die Lösungen des Chlorbaryums und des salpetersauren Silberoxyds nicht mehr trübte.

Der durch Chlorammonium erzeugte, und bei  $100^{\circ}$  getrocknete Niederschlag wurde in einem Platinschiff in einem Glasrohr in einem Strome von gut getrockneter atmosphärischer Luft geglüht, und das entwichene Ammoniak in Chlorwasserstoffsäure geleitet. In der Lösung wurde dasselbe in Ammoniumplatinchlorid und dieses durchs Glühen in Platin verwandelt. Die geglühte Unterniobsäure wurde mit saurem schwefelsaurem Ammoniak geschmolzen, worin sie sich zu einem klaren Syrup auflöste, aus welchem durchs Vermischen mit heißem Wasser die Unterniobsäure sich fällte. In der filtrirten Flüssigkeit wurde das Natron bestimmt.

Aus 1,534 Grm. der Verbindung wurden 1,365 Grm. Unterniobsäure und 0,033 Grm. schwefelsaures Natron so wie 0,213 Grm. Platin erhalten. Die Zusammensetzung der Verbindung ist daher:

		Sauerstoff.
Unterniobsäure	87,61	17,28
Ammoniumoxyd	3,66	1,12
Natron	0,92	0,24
Wasser	7,36	6,54
	99,55.	

Die Verbindung kann als  $\text{NH}^4\text{O} + 4\text{Nb}$  mit 5 Atomen Wasser verbunden betrachtet werden, wenn man annimmt, daß darin ein Theil des Ammoniumoxyds durch Natron ersetzt ist.

#### Unterniobsaure Magnesia.

Die Lösung des krystallisirten unterniobsauren Natrons wurde durch eine Lösung von schwefelsaurer Magnesia gefällt bis kein Niederschlag sich mehr erzeugte. Derselbe war von rein weißer Farbe und senkte sich leicht. Nach dem Auswaschen wurde er bei  $100^\circ$  getrocknet, 2,340 Grm. der Verbindung verloren durchs Glühen 0,399 Grm. Wasser. Von dem geglühten Salze wurden 1,110 Grm. mit zweifach schwefelsaurem Kali geschmolzen; die geschmolzene Masse wurde mit Wasser behandelt, die ausgewaschene und geglühte Unterniobsäure wog 0,966 Grm.; aus der Lösung wurden 0,416 Grm. geglühte pyrophosphorsaure Magnesia erhalten. Die Zusammensetzung ist daher:

		Sauerstoff.
Unterniobsäure	72,188	14,242
Magnesia	11,126	4,447
Wasser	17,051	15,156
	100,365.	

Das Salz enthält etwas mehr Wasser als die niobsaure Magnesia. Die chemische Formel ist  $\text{Mg} + \text{Nb}$ , und das Salz enthält fast  $3\frac{1}{2}$  At. Wasser, von welchem vielleicht durch längeres Trocknen bei  $100^\circ$  noch etwas verflüchtigt worden wäre.

## Unterniobsaures Silberoxyd.

Mit einem Ueberschuss von salpetersaurem Silberoxyd giebt die Lösung des krystallisirten unterniobsauren Natrons einen weissen Niederschlag, der einen Stich ins Gelbliche hat. Schon beim Trocknen über Schwefelsäure fängt derselbe an braun zu werden, durchs Trocknen bei  $100^{\circ}$  wird er schwarz. Durchs Glühen verlor er 1,986 Proc. Wasser, und nimmt dabei eine graue Farbe an, welche er auch beim Erkalten behält.

1,116 Grm. des bei  $100^{\circ}$  getrockneten Salzes wurden nach dem Glühen mit zweifach-schwefelsaurem Kali geschmolzen, und die geschmolzene Masse so lange mit Wasser behandelt, bis das Waschwasser durch Chlorwasserstoffsäure nicht mehr getrübt wurde. Es wurden 0,563 Grm. Unterniobsäure und 0,652 Grm. Chlorsilber erhalten. Die Zusammensetzung des Salzes ist daher:

		Sauerstoff.
Unterniobsäure	50,448	9,953
Silberoxyd	47,312	3,263
Wasser	1,986	1,765
	99,746	

Das unterniobsaure Silberoxyd ist daher  $\text{Ag} + \text{Nb}$ . Ob der geringe Wassergehalt des Salzes, der  $\frac{1}{2}$  At. beträgt, durch längeres Trocknen sich verflüchtigt, und ob das Salz wasserfrei zurückbleibt, lasse ich dahin gestellt.

Das geglühte Salz wurde in einem Strome von Wasserstoffgas so lange geglüht, bis die Bildung von Wasser nicht mehr bemerkt werden konnte und kein Gewichtsverlust statt fand. Es dauerte lange bis die Erzeugung des Wassers ganz aufhörte. 1,777 Grm. des geglühten Salzes wogen nach sechsmaligem Glühen 1,716 Grm.; welches Gewicht sich durch ferneres Glühen nicht mehr verminderte. Im wasserfreien Zustand enthält das Salz 48,81 Proc. Silberoxyd, also 3,36 Proc. Sauerstoff in demselben. Der Gewichtsverlust durchs Glühen im Wasserstoffgasstrome betrug 0,061 Grm.; diese Menge des Wassers entspricht 3,43 Proc. Sauerst. Durch die Einwirkung des Wasserstoffgases

war daher fast nur das Silberoxyd, nicht aber die Unterniobsäure reducirt worden.

#### Unterniobsaures Quecksilberoxydul.

Wird die Lösung des unterniobsauren Natrons mit einer Lösung von salpetersaurem Quecksilberoxydul im Ueberschuß versetzt, so entsteht ein hellgelber Niederschlag, der gelbgrün wird. Er senkt sich leicht; nach dem Auswaschen nimmt er eine mehr blaugrüne Farbe an. Nach dem Trocknen an der Luft bildet er feste Stücke, mit glasglänzendem Bruche, deren Pulver gelbgrün ist. Durchs Trocknen bei 100° wird die Farbe des Pulvers gelbroth, nicht unähnlich in der Farbe dem fein zerriebenen reinen Quecksilberoxyde.

Das Salz wurde nach dem Trocknen bei 100° durch Salpetersäure zersetzt; in der von der Unterniobsäure getrennten Flüssigkeit wurde das Quecksilberoxyd durch Schwefelwasserstoffgas gefällt. Es wurden aus 1,584 Grm. des Salzes 0,526 Grm. Unterniobsäure und 1,057 Grm. Schwefelquecksilber erhalten. Die Zusammensetzung des Salzes ist daher:

		Sauerstoff.
Unterniobsäure	33,207	6,552
Quecksilberoxydul	59,785	2,297
Wasser (als Verlust)	7,008	6,229
	100,00.	

Die Zusammensetzung des Salzes ist also  $\text{HgNb} + 3\text{H}$ . 2,205 Grm. des bei 100° getrockneten Salzes wurden in einem Wasserstoffgasstrome geglüht. Es verflüchtigte sich Wasser und Quecksilber und es blieben 0,772 Grm. Unterniobsäure von grauer Farbe oder 34,87 Proc. zurück.

In einer Lösung des unterniobsauren Natrons entsteht durch eine Lösung von Quecksilberchlorid anfangs keine Veränderung; mit der Zeit aber bildet sich eine Gallerte, die aber nicht so steif ist, wie die, welche durch niobsaures Natron hervorgebracht wird. Nach längerer Zeit scheidet sich in dieser Gallerte etwas Quecksilberoxyd oder Oxychlorid ab, wie dies auch der Fall ist, wenn eine Queck-

silberchloridlösung mit den Natronsalzen von andern Säuren vermischt wird, welche auf nassem Wege nur wie schwache, oder wenigstens nicht wie sehr starke Säuren wirken; außer den Natronsalzen der Kohlensäure und der Borsäure, die als schwache Säuren die stark alkalische Reaction des Natrons nur wenig mildern können, und welche in der Quecksilberchloridlösung sogleich starke Niederschläge von Orychlorid hervorbringen, wird selbst durch Lösungen von arseniksaurem Natron, von phosphorsaurem und pyrophosphorsaurem Natron darin nach längerer Zeit ein, wenn auch geringer rothbrauner Niederschlag, erzeugt. Weder in der Lösung des tantalsäuren, noch in der des niobsäuren Natrons konnte ich durch Quecksilberchlorid eine solche rothbraune Fällung bewirken, was darauf hinzudeuten scheint, daß Tantalsäure und Niobsäure wenigstens in dieser Hinsicht stärkere Säuren als die Unterniobsäure sind.

Uebrigens unterscheidet sich das tantalsäure Natron sowohl von dem niobsäuren, als auch von dem unterniobsäuren Natron dadurch, daß seine Lösung mit Quecksilberchlorid keine Gallerte bildet.

Durch eine Lösung von salpetersaurem Quecksilberoxyd entsteht in der Lösung des unterniobsäuren Natrons ein weißer Niederschlag, welcher aber auch durch die freie Säure erzeugt seyn kann, welche eine Lösung von salpetersaurem Quecksilberoxyd immer enthalten muß. Mit der Zeit aber bildet sich in diesem weißen Niederschlag auch ein röthlicher.

#### Unterniobsaures Kupferoxyd.

Durch eine Lösung von schwefelsaurem Kupferoxyd im Uebermaße erhält man in der Lösung des unterniobsäuren Natrons einen Niederschlag von hellgrüner Farbe, der sich ziemlich leicht auswaschen läßt. Lufttrocken bildet er dunkelblaugrüne Stücke mit glasartigem Bruche, deren Pulver eine hellgrüne Farbe hat, welche auch durchs Trocknen bei 100° sich nicht verändert. Durchs Glühen aber wird das Pulver gelbgrau.

0,917 Grm. des lufttrocknen Pulvers verloren bei 100° getrocknet 0,123 Grm., 1,314 Grm. des bei 100° getrockneten Pulvers verloren durchs Glühen 0,131 Grm. Wasser; durchs Schmelzen mit zweifach schwefelsaurem Kali und Behandlung der geschmolzenen Masse mit Wasser wurden 0,913 Grm. Unterniobsäure erhalten, welche mit verdünnter Chlorwasserstoffsäure und zuletzt mit Wasser ausgewaschen wurden. Die filtrirte Lösung gab durch Schwefelwasserstoffgas 0,283 Grm. im Wasserstoffgasstrome geglühtes Schwefelkupfer.

Bei einer zweiten Untersuchung hinterließen 0,794 Grm. des bei 100° getrockneten Salzes nach dem Glühen 0,724 Grm. Rückstand, aus welchem 0,554 Grm. Unterniobsäure und 0,171 Grm. Schwefelkupfer erhalten wurden.

Das Resultat der beiden Analysen ist daher folgendes:

	I.	Sauerstoff.	II.	Sauerstoff.
Unterniobsäure	69,48	13,708	69,77	13,765
Kupferoxyd	21,53	4,344	21,53	4,344
Wasser	9,96	8,853	8,81	7,831
	100,97		100,11.	

Die Zusammensetzung ist also:  $\text{CuNb} + 2\text{H}$ .

#### Unterniobsaures Eisenoxyd.

Um das Verhalten des unterniobsauren Natrons gegen Salze von schwachen Basen kennen zu lernen, wurde die Lösung desselben mit einer Lösung von krystallisirtem Eisenchlorid im Ueberschuß versetzt. Es entstand dadurch eine gelbbraune trübe Flüssigkeit, die stets trübe durchs Filtrum ging, und sich erst durchs Stehen nach langer Zeit in einem verschlossenen Gefäße klärte. Als nach einem Zeitraum von fast einem Jahre die geklärte Flüssigkeit abfiltrirt, und der Niederschlag ausgewaschen wurde, ging das Waschwasser wiederum ganz trübe durchs Filtrum, und es war daher schwer zu beurtheilen, ob die Verbindung ausgewaschen worden war.

Der Niederschlag hatte nach dem Trocknen eine leberbraune Farbe, und bestand aus Stücken mit glasglänzendem



Bruche; im Pulver hatte er eine etwas hellere Farbe. Nach dem Glühen wurde er schmutziggrün.

Es wurde mit zweifach schwefelsaurem Kali geschmolzen, und nach Behandlung mit Wasser die Unterniobsäure mit heissem Wasser ausgewaschen. Dieselbe wurde darauf mit Schwefelammonium digerirt, wodurch sie dunkelgrün sich färbte, sodann mit verdünnter Chlorwasserstoffsäure übergossen, und endlich mit heissem Wasser ausgewaschen.

1,777 Grm. des lufttrocknen Niederschlags verloren durchs Trocknen bei 100° 0,240 Grm. Die rückständigen 1,537 Grm. wogen nach dem Trocknen bei 100° 1,336 Grm. und gaben 0,958 Grm. Unterniobsäure und 0,407 Grm. Eisenoxyd. Hier- nach ist die Zusammensetzung:

		Sauerstoff.
Unterniobsäure	62,33	12,298
Eisenoxyd	26,48	7,935
Wasser	11,12	9,884
	99,93.	

Die Verbindung ist daher  $\text{Fc}^2\text{Nb}^3$ , also basisch-unterniobsaures Eisenoxyd. Durch den Einfluss des Wassers ist bei der Ausscheidung des neutralen unterniobsauren Eisenoxyds gemeinschaftlich mit demselben noch ein zweites Atom Eisenoxyd aus dem Eisenchlorid gefällt worden.

#### Gallusgerbsaure Unterniobsäure.

In der Lösung des unterniobsauren Natrons entsteht durch eine frisch bereitete Lösung von Gallusgerbstoff in Wasser von gewöhnlicher Temperatur kein Niederschlag, sondern nur eine gelbe Färbung. Durch Zusetzen von Chlorwasserstoffsäure bis zur schwach-sauren Reaction erzeugt sich der bekannte oranienrothe Niederschlag von voluminöser Beschaffenheit; er wurde so lange ausgewaschen bis das Waschwasser keine Reaction auf Chlor mehr zeigte, und beim Verdampfen keinen Rückstand mehr hinterliess. Im lufttrocknen Zustand bildete der Niederschlag harte Stücke von dunkelschwarzbrauner Farbe, und von glaisgem Bruch. Das Pulver zeigte eine rothbraune Farbe.

Beim Trocknen bei 100° verlor die lufttrockne Substanz 12 Proc. an Gewicht.

Bei der Verbrennung des bei 100° getrockneten Pulvers im Sauerstoffstrome mit Hülfe von Kupferoxyd in einem Platinschiff wurden aus 1,719 Grm. der Verbindung 1,042 Grm. Unterniobsäure, sowie 0,259 Wasser und 1,159 Grm. Kohlensäure erhalten. Bei einer Wiederholung des Versuchs gaben 0,899 Grm der Verbindung 0,546 Grm. Unterniobsäure, 0,146 Grm. Wasser und 0,613 Grm. Kohlensäure. Da indessen das erhaltene Wasser eine bedeutende Menge von Chlorwasserstoffsäure enthielt, so haben diese Bestimmungen des organischen Theils der Verbindung nur einen sehr geringen Werth.

Auch bei diesen Verbrennungen konnte, wie bei den der analogen niobsauren Verbindung die Erscheinung sehr deutlich beobachtet werden, daß eine plötzliche starke Lichterscheinung in der Verbindung erst dann statt fand, als dieselbe schon eine gelblich weiße Farbe angenommen hatte, als daher der organische Bestandtheil schon ganz oxydirt und verflüchtigt worden war. Mit dieser Lichterscheinung hörte die Erzeugung des Wassers plötzlich auf und mithin auch die der Kohlensäure, was indessen wegen des zuströmenden Sauerstoffgases nicht deutlich wahrgenommen werden konnte.

Es wurde ferner die Lösung des unterniobsauren Natrons mit einer Lösung von reiner Gallussäure versetzt. Es entstand auch dadurch kein Niederschlag, aber die Flüssigkeit wurde gelb. Erst durchs Zusetzen von Chlorwasserstoffsäure bis zur schwach sauren Reaction entstand ein voluminöser oranienrother Niederschlag; die überstehende Flüssigkeit blieb schwach gelblich gefärbt. Der Niederschlag wurde mit Wasser von gewöhnlicher Temperatur so lange ausgewaschen, bis das Waschwasser keinen Rückstand beim Abdampfen hinterließ und keine Reaction auf Chlorwasserstoff mehr zeigte. Er schwand beim Trocknen sehr zusammen, bildete dann harte Stücke von kastanienbrauner Farbe, deren Pulver hellbraun war.

Beim Erhitzen des lufttrocknen Pulvers bis zu  $100^{\circ}$  verlor dasselbe gegen 20 Proc. an Gewicht. Beim Verbrennen im Sauerstoffstrome mit Hülfe von Kupferoxyd wurden aus 0,929 Grm. der Substanz 0,647 Grm. Unterniobsäure, 0,129 Grm. Wasser und 0,440 Grm. Kohlensäure erhalten. Da aber das erzeugte Wasser Chlorwasserstoffsäure enthielt, so hat auch diese Bestimmung des organischen Bestandtheils keinen bedeutenden Werth. Die starke Lichterscheinung wurde auch hier unter denselben Umständen beobachtet, wie bei der Verbrennung der gallusgerbsauren Verbindung.

#### Trennung der Tantalsäure von der Unterniobsäure.

Die drei Säuren, die Tantalsäure, die Niobsäure und die Unterniobsäure zeigen in ihren Verbindungen und in ihrem Verhalten gegen Reagentien eine solche Aehnlichkeit, dass wir im ganzen Gebiete der Chemie keine grössere zwischen den Verbindungen anderer Grundstoffe aufzuweisen haben. Die Trennung dieser Säuren von einander ist daher mit den größten Schwierigkeiten verbunden.

Am meisten weicht die Tantalsäure in ihren Eigenschaften von der Unterniobsäure ab; die Niobsäure steht hinsichtlich der Aehnlichkeit zu den beiden anderen Säuren in der Mitte.

Da nun die Niobsäure bis jetzt noch nicht mit Sicherheit in den in der Natur vorkommenden Verbindungen des Niobs und des Tantals gefunden, und nur künstlich dargestellt worden ist, so habe ich auch nur Versuche über die Trennung der Tantalsäure von der Unterniobsäure angestellt.

Von allen Verschiedenheiten, welche die Verbindungen des Tantals und des Niobs zeigen, schienen mir nur folgende drei in dem Verhalten der Säuren dieser Metalle von der Art zu seyn, dass eine Trennung darauf gegründet werden könnte.

1) Das ungleiche Verhalten der drei Säuren in ihren alkalischen Salzen zu Chlorammonium. Die Tantalsäure

wird aus ihren alkalischen Lösungen am schnellsten, die Unterniobsäure am langsamsten gefällt.

2) Das ungleiche Verhalten der Säuren in den Lösungen ihrer alkalischen Salze gegen Kohlensäuregas. Die Tantalsäure wird durch dasselbe am schnellsten gefällt; ungleich langsamer die Niobsäure; aber am langsamsten die Unterniobsäure.

3) Die verschiedene Löslichkeit der Natronsalze der drei Säuren in einer Lösung von kohlensaurem Natron.

Das tantalsäure Natron ist am schwerlöslichsten in einer Lösung von Natronhydrat und von kohlensaurem Natron, das niobsäure Natron fast eben so, aber das unterniobsäure Natron ist, namentlich in einer etwas verdünnten Lösung von kohlensauren Natron das am wenigsten schwerlösliche. Eben so ist die frisch gefällte Unterniobsäure, oder vielmehr das durch Kohlensäure aus den alkalischen Lösungen gefällte saure\* unterniobsäure Natron in einer verdünnten Auflösung von kohlensaurem Natron auflöslich, während das tantalsäure Natron in einer gleich verdünnten Lösung noch ganz unlöslich ist.

4) Das verschiedene Verhalten der neutralen Natronsalze der drei Säuren beim Erhitzen. Das tantalsäure Natron zerfällt bei einer weit geringeren Hitze in ein saures Salz und in Natronhydrat, als die anderen beiden Natronsalze, namentlich als das unterniobsäure Natron.

Es wurden gewogene Quantitäten von Tantalsäure und Unterniobsäure im Silbertiegel mit Natronhydrat geschmolzen, die geschmolzene Masse wurde mit heissem Wasser behandelt, und nach dem Aufweichen und Absetzen wurde die Flüssigkeit von den in derselben unlöslichen Natronsalzen abgossen, und diese in heissem Wasser aufgelöst. Die Lösung wurde mit so viel von einer Auflösung von kohlensaurem Natron versetzt, als ohne dafs sie sich trübte hinzugefügt werden konnte und darauf mit einer Lösung von Chlorammonium vermischt. Es entstand sogleich ein Niederschlag, der sich aber schwer senkte. Nach 20stündigem

Stehen wurde er filtrirt, und mit Wasser von gewöhnlicher Temperatur ausgewaschen. Es zeigte sich aber, daß gemeinschaftlich mit dem sauren tantalsäuren Ammoniumoxyd der größte Theil des unterniobsäuren Ammoniumoxyds gefällt worden war. Die abfiltrirte Flüssigkeit gab nur auf Zusatz von mehr Chlorammonium noch einen Niederschlag. Wenn also wirklich eine Trennung beider Säuren vermittelt Chlorammoniums möglich seyn sollte, so hängt diese von der Menge des Chlorammoniums ab, die zu der Lösung der Natronsalze hinzugefügt wird.

Es wurden von Neuem gewogene Quantitäten beider Säuren mit Natronhydrat geschmolzen und die geschmolzene Masse mit Wasser so behandelt, daß die in der Mutterlauge unlöslichen Natronsalze von derselben getrennt und in Wasser aufgelöst werden konnten. Zur Lösung wurde so viel von der Mutterlauge hinzugefügt, als dieselbe ohne sich zu trüben aufnehmen konnte, und darauf ein Strom von Kohlensäuregas durch die Lösung geleitet. Da dieselbe freies Natron enthielt, so dauerte es wohl 12 Stunden, ehe eine Fällung sich zeigte. Der Strom des Gases wurde darauf sogleich unterbrochen. Nachdem aber der Niederschlag sich abgesetzt hatte, erzeugte sich in der filtrirten Flüssigkeit keine fernere Trübung durch Kohlensäuregas; aber auch nicht mit Schwefelsäure, und es fand sich, daß die ganze Menge der Unterniobsäure gemeinschaftlich mit der Tantalssäure sich abgeschieden hatte, während die Lösung des unterniobsäuren Natrons allein sich erst nach weit längerer Zeit durch Kohlensäuregas würde getrübt haben.

Der feuchte Niederschlag der sauren Natronsalze wurde mit dem übrig gebliebenen Theil der natronhaltigen Mutterlauge übergossen, und nachdem diese noch mit vielem Wasser verdünnt worden war, eine halbe Stunde hindurch bis zum Kochen erhitzt. Nach dem Absetzen des Ungelösten, wurde letzteres nach der Trennung der Flüssigkeit mit einer sehr verdünnten Lösung von kohlensaurem Natron gekocht, und dies so oft wiederholt, bis in der abfiltrir-

ten Flüssigkeit durch Schwefelsäure kein Niederschlag mehr entstand. Es war um dies zu erreichen, ein mehrmaliges Kochen mit einer Lösung von kohlsaurem Natron nöthig.

Die ungelöste Tantsäure wurde nach dem Auswaschen vermittelst heißen Wassers mit saurem schwefelsaurem Kali zusammengeschmolzen, um die Tantsäure rein vom Natron zu erhalten. — Die sämmtlichen von der Tantsäure getrennten alkalischen Flüssigkeiten wurden mit Schwefelsäure übersättigt, und die Unterniobsäure durchs Kochen gefällt.

Es hatte beim Schmelzen des Gemenges der Säuren mit Natronhydrat ein kleiner Verlust durch Stäuben stattgefunden.

Es waren 1,076 Grm. Unterniobsäure und 0,954 Grm. Tantsäure angewandt worden.

Es wurden wieder erhalten 1,072 Grm. Unterniobsäure und 0,893 Grm. Tantsäure. Ich bin der Meinung, daß wenn die Behandlung der Tantsäure mit kohlsaurem Natron noch öfterer wiederholt worden wäre, das Resultat ein genaues gewesen wäre. Jedenfalls scheint auf diesem Wege eine Trennung möglich zu seyn.

VII. Ueber ein einfaches, schärfer messendes  
Atmometer; von Dr. A. Mühry in Göttingen.

Es ist besonders die genauere Vergleichung der Klimate und der hiermit hervortretenden großen Unterschiede der Länder und Orte (aber auch der Jahreszeiten) in Hinsicht auf die Evaporations-Kraft, welche das Verlangen erregt, neben dem Psychrometer (oder Vaporimeter, das jedoch für die Bestimmung der Dampfmenge und des Saturationszustandes in seinem Werthe und seiner Brauchbarkeit völlig anerkannt bleiben soll), auch ein Instrument zu besitzen, das die Evaporations-Kraft direct aus der Menge des verdunsteten Wassers misst, und zwar in einer gewissen kürzeren Zeit und auf schärfere Weise, als die bisher verwendeten Atmometer zu thun vermochten. Die Beschreibung eines solchen wird man weiterhin finden<sup>1)</sup>.

- 1) Ueber die klimatologische Bedeutung desselben ist zu verweisen auf A. Mühry's »Allg. geograph. Meteorologie« 1860, S. 140 und Note 18 und 19, wo aber eine nähere Beschreibung nicht gegeben ist; diese wird hier nachgeholt. — Es ist zwar kaum zu erwarten, daß auch an nahegelegenen Orten erhebliche Unterschiede in der Evaporation sich ergäben; jedoch giebt es im mittleren Europa manche Orte, die der Untersuchung und Vergleichung in dieser Hinsicht werth sind, sowohl wegen der Folgen für die Vegetation, wie für das Menschenwohl. Ohne Zweifel sind bedeutende Unterschiede zu erwarten in hochgelegenen Orten, aber auch schon z. B. in Ungarn im Vergleich mit dem Küstenstriche Deutschlands, Hollands u. s. w., worauf schon Vahlenberg (*Flora Carpath. princ.* 1814) geführt wurde, und die auffallende »Trockenheit« in Ungarn im Sommer ist erklärlich, weil dann, der südliche Theil wenigstens, schon in die äußersten Gränzen des subtropischen Gürtels aufgenommen zu denken ist, der Steppe sich nähernd. Freilich den stärksten Contrast würde man erst in wirklich dampfarmen und zugleich heißen Klimaten finden, vor Allem in der Sahara. Daher ist das Mikro-Atmometer der Heuglin'schen Expedition mit guter Berechtigung empfohlen worden (S. Rathschläge und Fragen an die M. d. Th. m. H. E. nach Inner-Afrika, 1861, S. 19) und in diesem Umstande liegt einer der Beweggründe, welche veranlaßten, über dieß (nicht großen Anspruch machende) Instrument, hier nähere Mittheilung oder Rechenschaft zu geben.



Unter den früheren Atmometern, welche überhaupt nur selten gebraucht sind und nur wenige vergleichbare Angaben geliefert haben, findet sich keins, soviel dem Verfasser bekannt ist, welches das Princip, durch Reduction der Fläche (oder Verjüngung) zu messen, wie es doch in den Regennessern längst benutzt ist, auch für die Verdunstung angewendet hätte. Indessen findet sich ein Vorschlag mit der Zeichnung eines auf jenes Princip gegründeten Instruments im Lond. und Edinb. philosoph. Magaz. 1852, von Newman, aber nur als eine bloße Idee, welche auf keine Erfahrung gestützt ist, und keine weitere Ausführung erhalten hat, auch in der dort angegebenen Gestalt völlig unbrauchbar ist. Als der Verfasser der hier vorliegenden Mittheilung nach einem geeigneten, feiner messenden Atmometer suchte (und die Wägung dabei anzuwenden, schon aufgegeben hatte), war es jedoch jene flüchtige, unvollkommene Andeutung J. Newman's, welche ihn zuerst die Möglichkeit der Ausführung erkennen liefs. Dann haben mehrjährige Versuche und regelmäßige Beobachtungen ihm die hier vorgelegte Construction allmählich und bis zu einem gewissen befriedigenden Grade ergeben.

Man sieht das Instrument in Fig. 15, Taf. II abgebildet.

*a*, ist das Schälchen in welchem das Wasser der Verdunstung ausgesetzt wird, (*Evaporator*); der Durchmesser 5,6 Centimeter, die Höhe 3 Centimeter; die Marklinie, d. i. das Zeichen für die Höhe des Wasserspiegels bei jeder Aufstellung, ist 1 Centimeter vom Rande entfernt.

*b*, die Scale, an welcher der Wasserstand in der kleinen Röhre gemessen wird, nämlich zuerst vor dem Aufstellen des Wassers in dem *Evaporator* und dann nach dem Herunterlassen desselben nach einer gewissen Zeit.

*c*, die größere Röhre, im Durchmesser 2,6 Centimeter; in die Oeffnung wird Luft von oben eingetrieben, wodurch das Wasser die kleine Röhre aufwärts in den *Evaporator* bis zur Marklinie gedrängt wird;

durch den luftdichten Verschluss der Schraube bei c, wird es sicher in der Höhe erhalten. d, die Luftspritze, um die Luft einzupressen.

Da bei diesem Exemplar das Kaliber der beiden Röhren sich verhält zum Kaliber des Evaporometers wie 1 : 6,1, so wird auch um ebensoviel die Höhe des durch Verdunstung verloren gegangenen Wassers *vergrößert* gemessen; dieß Verhältniß kann geringe Verschiedenheit bei den Exemplaren erfahren, in Folge der Unmöglichkeit völlig exacter Arbeit und namentlich der Kalibrirung von Glas-Röhren, und ist deshalb bei jedem einzelnen zu bestimmen und anzugeben. Aber im Allgemeinen sind alle hier gewählten Größen und Verhältnisse aus der Erfahrung (nach zweijährigen Versuchen und regelmäsigem Beobachten auf dem hiesigen physikalischen Institute, in Verbindung mit den übrigen meteorologischen Wahrnehmungen) hervorgegangen. Das ganze Instrument ist etwa nur 20 Centimeter hoch; es ist leicht transportabel und darauf berechnet, auch auf Reisen und in kurzen Zeiträumen in schärferer Weise die Evaporations-Kraft an einem Orte zu messen.

Die Handhabung ist einfach, und Uebung wird leicht darin erworben. Das Eintreiben der Luft kann auch nöthigenfalls durch Einblasen mit dem Munde geschehen. Im Winter dem Frost ausgesetzt ist doch nie das Glas gesprungen, obgleich Eis das ganze Innere erfüllte. Im Sommer bildet sich am Boden unfehlbar die Priestley'sche grüne Materie, ist aber mit Salzsäure leicht zu entfernen. Man wird beim Ablesen der Scale finden, daß nach Herunterlassen des Wasserspiegels sehr bald ein ruhiger Stand in der kleinen Röhre eintritt, der die Bestimmung der Höhe gestattet; noch mehr aber kann man das exacte Messen sichern, wenn man ein für allemal am Instrumente bestimmt den Unterschied des Standes in der Röhre *vor* Aufstellung des Wasserspiegels und zur Zeit *nach* dem Herunterlassen, der einige Millimeter beträgt. Im Allgemeinen wird bei den Beobachtungen angenommen, wie beim Psychrometer, Schutz vor der Sonne und vor dem Winde.

So wird hier ein nützlich und brauchbar gefundenes Instrument, das vielleicht passend *Mikro-Atmometer* zu nennen ist, zu etwaiger Beurtheilung und Benutzung dargeboten.

---

### VIII. *Verfahren für photographische Abdrücke;* *von F. A. Oppenheim.*

---

**D**er Gedanke, Abdrücke nach Art des negativen Verfahrens darzustellen ist nicht neu. Ich habe davon — und Andere zweifelsohne vor mir — schon in Mittheilungen Erwähnung gemacht, die ich im Jahre 1852 oder 53 in dem Französischen Journal »*la Lumière*« veröffentlichte. Seit der Zeit habe ich zwar öfters derartige Abdrücke gemacht, bin aber stets davon wieder zurückgekommen, weil sie nicht so kräftig wurden, als die mit dem gewöhnlichen Verfahren gemachten Abdrücke. Diefs ist auch ohne Zweifel der Grund, weshalb ein solches Verfahren in der Praxis keinen Eingang gefunden, da in allen anderen Beziehungen die Vortheile desselben nicht zu verkennen sind.

In neuerer Zeit ist es mir gelungen, diese Abdrücke so darzustellen, das sie ebenso kräftig sind als die gewöhnlichen, indem ich von dem Punkte ausging: das die photographischen Substanzen möglichst nur auf der Oberfläche des Papiers vorhanden seyn müssen, nicht aber in dessen Masse eindringen sollen. Diefs Letzte ist gerade das Wesentliche, um ein negatives Bild auf Papier darzustellen, weil diefs durch Transparenz gesehen zur Geltung kommt, ist aber das Schädliche für den positiven Abdruck, der nicht mit durchscheinendem, sondern mit auffallendem Licht gesehen wird.

A. Folgendes ist das Verfahren:

I. Man bereitet saure Molken (durch Behandlung der

erwärmten Milch mit Weinsteinssäure, Abgießen des Klaren durch ein Tuch, Abklären mit Eiweiß, Kochen und Filtriren durch Papier).

Zu den Molken, wenn sie kalt geworden, löst man 5 Proc. (nach dem Volumen) Iodkalium auf; filtrirt alsdann nochmals durch Papier. Diese Molken filtriren sich so leicht wie Wasser. Andererseits bereitet man Albumin (durch Schlagen des Eiweißes zu Schnee, Ruhenlassen, Abgießen des Klaren). Albumin und Molken werden zu gleichen Volum-Theilen gemischt.

Das Verhältniß von Albumin und Molken kann man beliebig verändern; indem man auf 100 Unzen (Volumen) Flüssigkeit  $2\frac{1}{2}$  Unzen Iodkalium beibehält.

Außer dem Iodkalium habe ich noch etwa den 16 ten Theil seines Gewichtes Cyan-Kalium hinzugefügt, was ich indess nicht weiter für nöthig halte.

Das Albumin verliert durch die Mischung mit den Molken etwas von seiner Klarheit, was aber den folgenden Operationen nicht schadet.

Auf dieser Flüssigkeit läßt man die Papiere etwa eine halbe Minute liegen, und hängt sie zum Trocknen auf. Sie halten sich nicht nur lange Zeit, sondern gewinnen an Eigenschaften.

II. Ein solches Papier, wohl getrocknet, legt man auf eine Lösung von salpetersaurem Silberoxyd zu 5 Proc., ohne Zusatz von Essigsäure. Ich betone dies, weil gerade die Essigsäure, deren Zusatz so nützlich ist, um Negative auf Papier darzustellen, hier nicht nur entbehrlich, sondern schädlich ist, weil sie das Eindringen des Silbers in die Masse des Papiers erleichtert, und in Folge dessen ein Bild herbeiführt, das durch Transparenz kräftig, mit auffallendem Licht gesehen, aber matt erscheint.

Auf der Silberlösung läßt man das Papier eine Minute schwimmen, legt es dann, ebenfalls nur mit der einen Seite in eine Schale, die nur wenig destillirtes Wasser zu enthalten braucht, läßt es daselbst eine Minute und taucht es dann in eine Schale mit vielem destillirtem Wasser, wo-

selbst es fünf Minuten bleibt. Inzwischen präparirt man andere Papiere und bringt sie in dasselbe Wasser zu dem ersten Papier.

Das erste destillirte Wasser wechselt man nach 3 bis 4 Papieren; das zweite dient zu mehreren Papieren.

Dies *doppelte* Waschen hat folgenden Zweck: das Albumin ist nicht vollständig coagulirt; taucht man das Papier nach dem Silberbad mit beiden Seiten in destillirtes Wasser, so löst sich darin etwas Albumin, das in Gegenwart des abgewaschenen salpetersauren Silberoxydes einen reichlichen wolkigen Niederschlag erzeugt, und die Reinheit des Abdrucks, namentlich des Rückens compromittirt. Andererseits ist es nicht genügend das Papier nur auf einer Seite zu waschen, weil es sich dann nicht bis zum folgenden Tage conservirt.

Das Albumin in dem Papier vollständig zu coaguliren, ist mir nur durch die Behandlung mit Silber gelungen. Die gewöhnlichen Mittel, wie Alkohol oder Hitze, erzielen es nicht. Ein einfacher Versuch beweist dies.

- 1) Man nehme einen Streifen Papier, der mit Albumin und Chlornatrium (oder Iodkalium) imprägnirt ist, und lege denselben mit der albuminirten Seite auf eine Silberlösung von 5 Proc. eine Minute lang; man bringe denselben dann in destillirtes Wasser; die Trübung durch die Reaction des Albumin auf das salpetersaure Silberoxyd wird sich zeigen.
- 2) Man plätte einen solchen Streifen mit einem glühenden Stahl oder tauche ihn Stunden lang in Alkohol und verfare im Uebrigen wie bei 1), so ergiebt sich dasselbe Resultat.
- 3) Man lasse einen solchen Streifen 4 Minuten lang auf der Silberlösung zu 5 Proc. liegen; oder
- 4) Tauche ihn in eine noch schwächere Silberlösung z. B. zu 2 Proc. nur einige Sekunden mit beiden Seiten ein, bringe ihn dann ins Wasser: so erfolgt in beiden Fällen keine Trübung.

Ich schliesse daraus, daß die Silberlösung das Albumin

in dem Papier mit Leichtigkeit coagulirt (Alkohol und Wärme aber nicht). In dem Fall ad 1 geschah dieß nicht, weil das Albumin in die Masse des Papiers gedrungen, bei der Berührung mit der Silberlösung an seiner Oberfläche zu coaguliren anfängt und dadurch noch das Eindringen der Silberlösung erschwert, so daß nur ein längerer Aufenthalt auf der Silberlösung (ad 3) alles im Papier befindliche Albumin coagulirt. Zu dem vierten Fall geschah dieß so schnell, weil die Silberlösung ungehindert auch von der Rückseite ins Papier eindringen konnte. — Ich fahre nun in der Beschreibung des Verfahrens fort:

Ist das Papier ausgewaschen, so wird es zwischen Fließpapier getrocknet oder auch aufgehängt. Das Auswaschen ist nothwendig, wenn sich das Papier bis zum folgenden Tage conserviren soll.

Die Silberlösung klärt man durch Kaolin, und nach längerem Gebrauch ergänzt man den Verlust an Silbersalz.

III. Die Exposition im Copirrahmen erfolgt wie gewöhnlich, nur daß sie überaus kurze Zeit dauert. Das directe Sonnenlicht muß ganz vermieden werden, weil es zu schnell wirkt. Eine genaue Angabe der Expositionszeit kann nicht angegeben werden, da es sich nur um Sekunden handelt und das zerstreute Licht, so wie die Beschaffenheit der Negativen so wechselnd sind. Ich kann in dieser Beziehung im Allgemeinen nur folgende Anhaltspunkte geben.

- 1) Sind in dem Negativen die Gegensätze zwischen Licht und Schatten von der gewünschten Kraft, so muß das Papier, wenn man es aus dem Copirrahmen nimmt, entweder noch gar keine Zeichnung zeigen (nur der etwa überstehende Rand des Papiers muß sich dunkler markiren), oder doch höchstens nur eine schwache Spur an den durchsichtigsten Stellen.
- 2) Leidet das Negative an einem zu starken Gegensatz zwischen Licht und Schatten, so daß die dunklen Partien ganz durchsichtig, die hellen überaus undurch-

sichtig sind, so muß die Zeichnung auf dem Papier bereits sichtbar werden.

- 3) Leidet das Negative an zu wenig Gegensatz, und ist es dann entweder *a* im Ganzen sehr undurchsichtig, oder *b* im Ganzen sehr durchsichtig: so wird die Exposition bei Beiden, natürlich verhältnißmäßig, noch verkürzt, so daß in beiden Fällen noch keine Spur der Zeichnung zu sehen ist. Im Fall *ad b* wird man dies nur erreichen, wenn man unter das Negative noch einen oder mehre Bogen weißes Papier legt.

Mit diesen Andeutungen wird der Photograph nach den ersten Versuchen über die Expositionszeit ins Klare kommen. Ich will beispielsweise anführen, daß eine sehr undurchsichtige Platte, die in directem Sonnenlicht eine Stunde zum Copiren erforderte, an einem mäßig hellen Tage dem zerstreuten Licht ausgesetzt, 10 Sekunden als richtige Expositionszeit für dies Verfahren ergab, eine Platte von gewöhnlicher Durchsichtigkeit etwa 2 Sekunden. Ich bin bisher nicht dazu gekommen, viele vergleichende Versuche anzustellen.

IV. Das Bild wird alsdann durch Gallussäure mit Zusatz von etwas salpetersaurem Silberoxyd und Essigsäure hervorgerufen.

Man benutzt dazu das Wasser, worin die Papiere nach dem Silberbade ausgewaschen wurden. Dies Wasser wird zuvor, um die durch Albumin und Silber entstandene Trübung zu beseitigen, mit Kaolin behandelt und filtrirt. Das Verhältniß, in dem man Gallussäure, Essigsäure und salpetersaures Silberoxyd anwendet, ist nicht wesentlich. Die Photographen, die sich damit beschäftigt haben, Negative auf Papier darzustellen, werden hier ohne ängstliches Abwägen diese Reagentien in richtigem Maasse anwenden. Für diejenigen, die mit einem derartigen Verfahren nicht vertraut sind, will ich die folgenden Verhältnisse als zweckentsprechend angeben, ohne damit sagen zu wollen, daß sie wesentlich sind.

100 Unzen (Volum.) des silberhaltigen Wassers, 25 Gran



Gallussäure, 6 Grm., etwa den sechsten Theil einer Unze (Vol.) einer 15procentigen Silberlösung und 5 Grm. Essigsäure.

Die Gallussäure braucht nicht vorher gelöst und filtrirt zu werden; man kann sie sogleich in die Schale mit silberhaltigem Wasser thun, ebenso die Essigsäure und das Silber; man mischt mit einem Pinsel (der selbstverständlich nicht mit Draht befestigt seyn darf) bis die Gallussäure vollständig gelöst ist. Die Flüssigkeit muß, wenn man mehrere Bilder zugleich hervorrufen will, reichlich seyn. Bis man die Gewohnheit erlangt hat, thut man wohl, nicht mehr als zwei Bilder zusammen in die Schale zu bringen, weil durch das Zusammenhaften der Papiere Flecke entstehen können. Man benutzt dieselbe Flüssigkeit so lange, als sie nicht sehr getrübt ist. Man läßt das Bild in dieser Lösung so lange, bis es die gewünschte Kraft hat; macht es aber nicht überkräftig, wie bei dem gewöhnlichen Copirverfahren, weil es durch das Fixiren nur sehr wenig reducirt wird. Man unterbricht das Hervorrufen durch ein paarmaliges Auswaschen in gewöhnlichem Wasser.

Das Hervorrufen läßt sich durch Verstärkung der Gallussäure und des Silbers, so wie durch Erwärmung der Flüssigkeit sehr beschleunigen.

V. Man fixirt bei Tageslicht in einer starken Lösung von unterschwefligsaurem Natron (etwa 20 Proc.). Das Bild ist fixirt, sobald der entschieden gelbe Ton des Iodsilbers verschwunden und weiß geworden.

VI. Häufiges Auswaschen in Wasser.

Der Ton des Abdrucks ist ein schönes Sepia-Braun; wenn die angegebenen Andeutungen befolgt sind. An dem Abdruck, wie er schließlic ist, hat man zugleich die Prüfung, ob das Verfahren richtig befolgt ist. Ist nämlich der Abdruck ohne Kraft, fehlt es an Gegensatz zwischen Licht und Schatten, während er mit durchfallendem Licht gesehen kräftig ist, hat er endlich einen häßlich röthlichen Ton; so ist die Exposition zu lange gewesen. Eine ähnliche Erscheinung erfolgt auch, wenn die Silberlösung durch langen

Gebrauch zu sehr erschöpft ist. Kommt das Bild beim Hervorrufen nur in einzelnen Theilen, so war die Exposition zu kurz.

Will man statt des Sepia-Tones einen neutraleren, so läßt man das Bild in der Gallussäure etwas kräftiger werden, und bringt es nach dem Auswaschen in eine neutral gemachte Gold-Chlorid-Lösung, worin das Bild nach verschiedenen Uebergängen einen Bleistift-Ton annimmt. Dadurch kann man auch solche Abdrücke noch nutzbar machen, die in Folge einer zu langen Exposition wohl noch nicht die Kraft verloren, aber einen zu rothen Ton erhalten haben.

Ein solcher Abdruck hat schliesslich einen Theil des Albumins und damit einen Theil seines Glanzes verloren. Ist es um die glänzende Eigenschaft des Albumins zu thun, so läßt sich dies hinterher durch Wachsen oder Firnissen bewirken, wie dies in der Praxis vielfach geschieht. Man kann aber auch durch folgende Modification das gesammte Albumin im Papier und damit dessen Glanz unversehrt erhalten, worauf ich indess keinen Werth legen möchte. Zu dem Ende läßt man

*B* sub II das Papier auf der 5procentigen Silberlösung 4 Minuten liegen. Man würde dasselbe erreichen durch Untertauchen des Papiers ins Silber; dadurch aber würde hinterher sich ein Niederschlag auf dem Rücken bilden.

sub IV legt man den Abdruck nur mit der Bildseite auf die Gallussäure.

Die Wirkungen des längeren Aufenthaltes auf dem Silberbade sind: 1) dafs das Albumin vollständig coagulirt und sich in den späteren Behandlungen unversehrt erhält; 2) dafs das Papier etwas weniger empfindlich und die Exposition um eine Kleinigkeit verlängert werden mufs; 3) dafs der schliessliche Ton des Abdrucks vom braunen Sepia zum Grünlich-braunen wird, wenn die Exposition zu kurz war.

*C.* Man kann endlich das Albumin ganz bei Seite lassen und die Papiere im Uebrigen, wie sub I angegeben,

präpariren, indem man den Molken nur  $2\frac{1}{2}$  Proc. nach dem Volumen Iodkalium zugefügt.

Das Verhältnifs zwischen einem solchen Abdruck sub C und den anderen ist ähnlich wie bei dem gewöhnlichen Copir-Verfahren zwischen nicht-albuminirtem und albuminirtem Papier.

Die Vortheile der vorstehenden Verfahrensweisen sind:

- 1) dafs man an dem trübsten Wintertage mehr hundert Abdrücke von einem Negativen machen kann, von dem das gewöhnliche Verfahren kaum einen Abdruck liefern würde.
- 2) dafs man von fehlerhaften Negativen noch gute Abdrücke darstellen kann.
- 3) Geringer Verbrauch von Silbersalz und für die Regel gar kein Gold-Salz.
- 4) Was die Dauerhaftigkeit der Abdrücke betrifft, so erscheint diese sehr gesichert.

Ich kann dafür auch die Erfahrung anführen, indem ich im Jahre 1854 derartige Abdrücke mit dem Unterschied gemacht habe, dafs ich mich einer Lösung von 1 Th. Silber, 2 Th. Essigsäure und 10 Th. Wasser bediente. Diese Abdrücke haben sich bis heute unverändert erhalten. Wenn jetzt in der Silberlösung die Essigsäure fehlt, so kann die Dauerhaftigkeit des Abdrucks schwerlich vermindern. Eine gleiche Bestätigung giebt eine grofse Anzahl negativer Papierbilder, die ich noch früher auf ähnliche Weise dargestellt habe, und die unversehrt geblieben sind.

Ich will indess noch bemerken, dafs bei jenen Abdrücken aus dem Jahre 1854 das Albumin in geringerem Verhältnifs zu den Molken war. Während daher diese Erfahrung die Dauerhaftigkeit der Abdrücke nach dem Verfahren sub A und C bestätigt, wage ich nicht *a priori* zu behaupten, dafs die Anwesenheit einer so grofsen Menge Albumin keine nachtheiligen Folgen auf den Bestand des Abdruckes haben könne.

Ich mache schliesslich darauf aufmerksam, dafs bei diesem Verfahren 1) eine besondere Reinlichkeit erforderlich

ist, dafs namentlich die Silberlösung gut filtrirt seyn mufs und 2) dafs die Papiere wegen der grossen Empfindlichkeit des Iodsilbers sehr wohl vor photogenischen Lichtstrahlen geschützt werden müssen.

Dresden, 10. Mai 1861.

IX. *Ueber das Tönen der die Elektrizität leitenden Kupferdrähte in einem kleinen elektromagnetischen Rotationsapparat; von G. Mofs.*

Als Nachtrag zu einer Vorlesung über die mannigfaltigen Systeme elektromagnetischer Bewegungsapparate und deren Gesetze, in der naturwissenschaftlichen Gesellschaft hierselbst gehalten, fertigte ich einen kleinen Rotationsapparat an, welcher durch die Inclination und Declination des Erdmagnetismus in Bewegung gesetzt wird.

Fig. 13, Taf. II zeigt das kleine leicht zu fabricirende Instrument in ungefähr  $\frac{2}{3}$  der natürlichen Grösse. Auf einem hölzernen Gestell *a*, welches bei *b* um eine Axe drehbar ist, sind zwei ebenfalls hölzerne Säulchen geschraubt. In jedes dieser Säulchen ist oben eine Messingschraube *d* geschraubt und in deren Centrum bei *e* ein feines Loch gebohrt, worauf auf die Weise der Uhrmacher ein Theil der Schraube zwischen *e* und dem Säulchen fortgefeilt ist. Die Schraube hat nun die Form *de* (Fig. 14, Taf. II) und dient als sehr wenig Reibung veranlassendes Lager für die Axe des kleinen Elektromagnets *cc'*, deren sehr dünne Enden in den feinen Löchern der Schraube ruhen.

Das dickere Mittelstück der Axe ist etwas konisch gedreht, so dafs der Elektromagnet *cc'*, welcher mittelst Durchbohrung in seinem Schwerpunkt darauf paßt, durch einen kleinen Ruck nach der einen Seite beweglich wird und durch einen solchen nach der entgegengesetzten Seite

wieder festgestellt werden kann. Hierdurch kann man den Stand des Elektromagnets zum Commutator reguliren.

Um den Elektromagnet ist eine Lage durch Seide isolirten Kupferdrahts von beiläufig  $\frac{3}{4}$  Millimeter Dicke gewickelt, dessen Enden  $hh$  auf die beiden Theile des Commutators  $g$  drücken. Dieser Commutator besteht einfach aus einem kleinen Stückchen trocknen Holzes, welches auf die Axe gesteckt ist und um welches man ein Messingbändchen legt; letzteres ist darauf an den gegenüberstehenden Seiten, nach der Länge, mit einer feinen Säge durchschnitten und also in zwei gleiche Stücke getheilt.

Die durch die Säge verursachten Einschnitte werden mit Fischbein ausgefüllt und das Ganze durch zwei Elfenbeinrändchen zusammengehalten. Der Commutator hat nun die Dicke einer gewöhnlichen Bleifeder und sieht auf der Hälfte durchgeschnitten aus, wie Fig. 14, Taf. II. Es ist deutlich, daß die beiden halbrunden Messingstückchen des Commutators durch die Verbindung mit  $hh'$  die eigentlichen Enden der Drahtspirale des Elektromagnetes  $cc'$  sind. Die beiden Kupferdrähte  $ii'$ , von derselben Dicke, wie der des Elektromagnets, gehen durch zwei in dem Brettchen  $p$  gebohrte Löcher und tauchen mit ihren unteren Enden jedes in eine mit Quecksilber gefüllte Rinne  $k$  und  $l$ . An der Oberseite sind sie rechtwinklig umgebogen und schleifen dort mit ihren Enden federnd auf dem Commutator  $g$ .

Die Poldrähte eines Grove'- oder Bunsen'schen galvanischen Elements wurden nun bei  $k$  und  $l$  in die Quecksilberrinnen gesteckt und der Elektromagnet durch horizontale Drehung bei  $b$  in den magnetischen Meridian gestellt. Steht der Elektromagnet wie in der Figur angegeben, d. i. ungefähr in dem magnetischen Inclinationsstand, so ist der Draht  $i$  eben auf den oberen Theil des Commutators angekommen und der Strom tritt bei  $c'$  in die Spiralwindungen, so, daß an dieser Seite der Nordpol entsteht. Dieser sucht durch die anziehende Kraft der Erde seinen gewöhnlichen Stand einzunehmen, bis er da angelangt, wo zuerst  $c$  sich befand. In diesem Augenblick geht der Draht  $i$  auf

das gegenüberliegende Stück des Commutators über, wodurch der Strom in das nun obenstehende Ende *c* eintritt, dort den Nordpol macht und somit die rotirende Bewegung fortsetzt. Wechselt man die Poldrähte des galvanischen Elements in den Quecksilberrinnen *k* und *l* um, so geht auch der Elektromagnet nach der andern Seite. Um zu ermitteln, wieviel Umdrehungen das Instrument in einer gewissen Zeit machte, stellte ich eine Boussole in nördlicher Richtung vor dasselbe. Bei jeder Umdrehung wurde die Nadel in verticaler Richtung angezogen und abgestoßen und verursachte durch Berührung gegen die Wände einen Laut, ähnlich dem Ticken einer Uhr, wonach man leicht die Zahl der Umdrehungen in einer Minute bestimmen konnte. Auf diese Weise fand ich, daß der Elektromagnet 160mal in der Minute rotirte. Drehte man bei *b* den Apparat einen Viertel Schlag um, so übte der Erdmagnetismus noch einen Theil seiner Wirkung aus und zwar nur 60 Umdrehungen pro Minute. Drehte man noch weiter bis zu einem halben Schlage um, so hörte natürlich jede Rotirung auf.

Nimmt man das Oberstück des Apparats vom Fußstück bei *b* ab und legt es auf die Seite, so daß die Axe des Elektromagnets auf einer feinen Spitze ruht und sich darum drehen kann, nachdem man vorher die Poldrähte des Elements mit *jj'* verbunden hat, so wirkt allein der Declinations-Magnetismus und der Elektromagnet rotirt ebenfalls, jedoch nicht so geschwind.

Bis jetzt hatte ich meinen Zweck erreicht und ein gutwirkendes Modell dieser Art bekommen, welches bei einem sehr gefälligen Aeußeren geeignet war, die verschiedenen Wirkungen zu zeigen. Ich fand jedoch an demselben noch eine ganz besondere Erscheinung. Sobald nämlich der Apparat durch die Elektrizität in Bewegung versetzt war, entstand ein singendes Tönen, unterbrochen durch ganz schwache kurze Stöße. Ob der Magnet von links nach rechts lief oder umgekehrt: das Tönen blieb dasselbe. Unterbrach man den Strom, so hörte gleich das Tönen auf, obwohl die Rotation durch die einmal erhaltene Geschwin-

digkeit fort dauerte. Schloß man den Strom von Neuem, so fing auch unmittelbar das Tönen wieder an, wodurch es klar wurde, daß dieses durch den elektrischen Strom hervorgerufen wurde. Mittels eines in das Ohr gesteckten kleinen Stabes, durch welchen jeder Theil des Apparats berührt wurde, um zu ermitteln aus welcher Stelle das Singen hervorkäme, ergab sich, daß die beiden Zuleitungsdrähte *ii'* beim Durchgang vibrirten. Verhinderte man dieses Vibriren, indem man die Drähte mit den Fingern leise berührte, so hörte das Tönen augenblicklich auf. Gebrauchte man aber dazu ein Stückchen Eisen, z. B. ein Messer, so konnte man, indem man dieses höher oder niedriger andrückte, den Ton auch höher oder niedriger stimmen.

An dem Singen mit einer gewissen nūancirenden Cadenz bemerkte man, daß jede der beiden Drähte einen verschiedenen Ton hatte. Ob dieser nach jedesmaliger Wechslung des Stroms auch variirte, konnte ich nicht ermitteln.

Da, soweit mir bekannt, in den Lehrbüchern der Physik nur das Tönen von Eisenstäben und Drähten, welche durch den Strom magnetisirt wurden, angegeben ist, *aber nie direct durch den Strom und in Kupferdraht* und ich mich auch nicht erinnere in den Zeitschriften über derartige Erscheinung etwas gelesen zu haben, so mag vielleicht diese Wahrnehmung etwas Neues haben<sup>1)</sup>; jedenfalls glaube ich, daß die Einrichtung primitif ist, da selbige ganz unabhängig von äußerem Einfluß entstand.

Da der hervorzurufende Ton offenbar von der Beschaffenheit der Zuleitungsdrähte *ii'* abhängt, so könnte man ihn, bevor man den Strom in die Spirale eintreten ließe, durch Verlängerung und Vertheilung des Commutators *g* erst durch einige in Accord gestimmte Drähte circuliren lassen und dadurch eine interessante musikalisch klingende Abänderung, eine elektrische Harmonika, zu Stande bringen.

Arnheim, 8. April 1861.

1) Auf eine, freilich ganz andere Weise, habe ich Metalle jeder Art durch einen Inductionsstrom zum Tönen gebracht; siehe Ann. Bd. 98, S. 193. P.



**X. Ueber die Messung der Gehörweite und die Ungleichheit derselben für das rechte und linke Ohr;  
von E. Knorr.**

Der um die Wissenschaft schon so vielfach und so hoch verdiente Hr. Prof. Fechner hat in diesen Annalen eine Mittheilung gemacht, »über die Verschiedenheit der Schärfe des Gehörs auf dem rechten und linken Ohr«, welche mir eine Arbeit ins Gedächtniß zurückrief, die ich ausserdem wohl gänzlich vergessen haben würde. Es sind jetzt schon 18 Jahre her, daß ich Veranlassung fand, mich nach einer Methode umzusehen, die geeignet wäre, die Schärfe des Gehörs bei verschiedenen Individuen zu messen, um eine möglichst angenäherte Vergleichung in Zahlen zu erhalten, und die besonders auch für Reisende brauchbar wäre. Die Versuche, welche ich anstellte um die sich hierzu darbietenden Ideen zu prüfen, gewährten mir Resultate, auf welche ich unter andern folgende Schlüsse gründen zu dürfen mich für berechtigt hielt.

1. Versteht man unter »Ohr-Axe« eine nach beiden Seiten hin unbegrenzte gerade Linie, welche man sich durch den Mittelpunkt der Oeffnung des rechten und den der Oeffnung des linken Ohrs gezogen denkt, und unter »Gehörlinie« eine gerade Linie von einem dieser Mittelpunkte nach dem Ort hingezogen, wo der gehörte Schall erzeugt wird, so ist in der Richtung der Ohraxe die Schärfe des Gehörs am größten. Fällt die Gehörlinie nicht mit der Ohraxe zusammen, so hängt die Schärfe des Gehörs nicht nur von dem Winkel ab, den die Gehörlinie mit der Ohraxe bildet, sondern auch von der Lage der Gehörlinie im Raume, d. h. diese Schärfe ist verschieden, je nachdem die Gehörlinie oberhalb oder unterhalb der Ohraxe, nach dem Gesicht oder nach dem Hinterkopfe zu liegt.

2. Bei ein und demselben Individuum wechselt die Schärfe des Gehörs etwas im Laufe des Tages, und ist namentlich am Morgen größer als nach dem Mittagessen.

3. Die Schärfe des Gehörs ist selten auf beiden Ohren gleich, sondern öfter auf dem rechten Ohr gröfser als auf dem linken.

Ich habe inzwischen keinen dieser drei Schlüsse als so fest begründet angesehen, dafs er nicht noch der weiteren Prüfung bedürfte, die ich jedoch nicht selbst unternahm, weil das Ganze auf das mir fremde Gebiet der Physiologie hinüberführt, und es sich für mich nur wesentlich um die Untersuchungsmethode selbst handelte; es bleibt daher hier auch dahingestellt, ob die oben gegebene Bestimmung der Gehöraxe nicht dergestalt modificirt werden müsse, dafs für jedes Ohr eine besondere Axe anzunehmen ist, so dafs diese beiden Axen nicht in eine gerade Linie fallen.

Was nun zunächst den 3. Satz anbelangt, so findet sich derselbe im geraden Widerspruch mit dem von Hrn. Prof. Fechner gefundenen Resultate, dafs die Mehrzahl der Personen auf dem linken Ohr besser als auf dem rechten höre. Ich finde in meinen Notizen nicht mehr die Angabe vor, wieviel Personen ich untersuchte und welche Gehörweiten sich für dieselben ergaben, aber die Zahl dieser Personen betrug jedenfalls noch nicht die Hälfte der von Hrn. Fechner untersuchten, weshalb ich denn auch gern das von diesem Gelehrten gefundene Resultat als das besser begründete anerkenne. Eigenthümlich bleibt es inzwischen doch, dafs es mir gerade beschieden zu seyn scheint auf Ausnahmefälle zu stofsen, denn nachdem ich durch Hrn. Prof. Fechner's Mittheilung wieder an meine frühere Arbeit erinnert worden war, habe ich Gelegenheit genommen, 17 verschiedene Personen hinsichtlich der Schärfe des Gehörs für das rechte und linke Ohr nach meiner Methode zu untersuchen, wobei sich dann folgendes Resultat herausstellte:

6 Personen hörten auf dem linken Ohr entschieden besser als auf dem rechten,

10 Personen besser auf dem rechten als auf dem linken; bei 1 Person konnte die Schärfe des Gehörs auf beiden

Ohren als gleich angesehen werden, doch stellte sich streng genommen auch bei dieser ein kleiner Unterschied zu Gunsten des rechten Ohrs heraus. (Gehörweite: rechts 53", links 52" Par. Maafs.)

Ob die Verschiedenheit zwischen Hrn. Fechner's und meiner Methode einen Einfluss auf das Resultat üben könne, darüber habe ich keine Versuche anstellen können, weil ich jetzt weder im Besitz eines Schallpendels, noch auch eines stark schlagenden Sekundenzählers oder einer solchen Uhr bin, welche den Schallpendel ersetzen könnte. Auch ist es mir, bevor ich Hrn. Prof. Fechner's Mittheilung gelesen, durchaus nicht in den Sinn gekommen, mich zu dem höhern wissenschaftlichen Standpunkt dieses Gelehrten zu erheben, und in der Ungleichheit des Gehörs auf dem rechten und linken Ohr etwas Physiologisches zu suchen, indem ich darin vielmehr eine Krankheitserscheinung zu erkennen glaubte. Ich habe nämlich selbst zu wiederholten Malen in Folge von Erkältung an Schwerhörigkeit gelitten, die auch durch ärztliche Hülfe nie wieder ganz gehoben werden konnte, und die, indem sie bei jeder neuen Erkältung wieder stärker bemerkbar wird, stets das linke Ohr mehr als das rechte afficirt. Ich machte nun den allerdings einseitigen Schluss von mir auf andere, und meinte, dafs auch bei diesen eine ähnliche Ursache zu Grunde liege. In der That war die Mehrzahl dieser Personen ihrer Beschäftigung nach veranlafst täglich wenigstens eine Stunde in der Nähe eines Fensters zuzubringen, bei welchen, selbst bei Doppelfenstern, ein kleiner Luftzug nie ganz zu vermeiden ist; dieser, so meinte ich, könne nun wohl allmählich eine dauernde Abstumpfung des Ohrs, und somit eine Ungleichheit der Gehörsschärfe hervorbringen, je nachdem das rechte oder das linke Ohr jenem Einfluss mehr unterworfen sey.

Was nun die Untersuchungsmethode anbetrifft, so ist dieselbe auf folgende Bemerkung gegründet.

Hält man eine Taschenuhr, die aber nicht einen sehr scharfen Schlag haben darf, zuerst in einer hinreichend kleinen Entfernung vor das Ohr um den Schlag deutlich zu

hören, und entfernt dann dieselbe allmählich so weit, daß der Schlag nicht mehr gehört wird, so wird man bemerken, daß zwischen den beiden Entfernungen eine Stelle inne-  
 liegt, wo der Schlag der Uhr nur intermittirend gehört wird, was seinen Grund eben so wohl in einem geringen *Wogen oder Pulsiren der Gehörschärfe*, als auch darin zu haben scheint, daß die einzelnen Schläge der Uhr nicht gleich stark sind. Der Anfang des kleinen Zwischenraums, innerhalb dessen dieses scheinbare Intermittiren des Uhrschlags stattfindet, läßt sich schärfer bestimmen als der Anfang des Raums, wo der Uhrs Schlag ganz unhörbar ist, und es ist deshalb die Entfernung vom Ohr bis zum Anfang des ersten Zwischenraums von mir als *Gehörweite* angenommen worden. Hat man nun die Gehörweite für das rechte und linke Ohr einer Person unter möglichst gleichen Umständen gemessen, so sind die Gehörschärfen den Quadraten der gefundenen Gehörweiten proportional zu setzen. Zur Messung der Gehörweite bediene ich mich eines einfach 3 bis 4 Linien breiten Bandes, sogenannten Pfennigbandes, dessen Anfang zu einer kleinen Oehse umgenäht ist, und auf welchem mit Bleistift pariser Zolle aufgezeichnet und die Zahlen beigeschrieben sind; halbe Zolle kann man schätzen, eine genauere Messung aber machen zu wollen, ist eigentlich bei diesem Gegenstand überflüssig, da die Methode selbst eine größere Sicherheit nicht gewährt. Durch die Oehse am Anfang des Bandes steckt man ein kleines 4 bis 5 Zoll langes Stäbchen mit flachem Kopf, welches der zu Untersuchende am besten vorn an der Wurzel des Ohrknorpels leise anhält, jeden Druck der etwa das Ohr irritiren könnte dabei vermeidend. So lange man sich noch mit der Uhr vom Ohr entfernt, um die Gehörweite zu finden, läßt man das Band leise durch die Finger laufen ohne es anzuspannen, erst wenn man die Gehörweite gefunden hat, zieht man das Band an und liest das entsprechende Maafs ab. Hinsichtlich der Uhr glaube ich Folgendes bemerken zu müssen. Eine Uhr, die einen sehr scharfen Schlag hat, eignet sich zur Bestimmung der Gehörweite des

rechten und linken Ohrs im einzelnen weniger als eine solche mit schwachem Schlag; meine Taschenuhr, eine gewöhnliche Cylinderuhr, zeigte sich besser als ein Taschenchronometer. Ein zu hörbarer Schlag der Uhr bedingt nicht nur eine grössere Gehörweite, was unbequem wird, besonders wenn man die Untersuchung in einem kleinen Zimmer vornehmen will, sondern es schien mir auch, als wenn die Bestimmung der Gehörweite dadurch unsicherer werde. Ich ziehe es deshalb vor, die Hörbarkeit des Schlages meiner Taschenuhr auch noch dadurch etwas zu mässigen, dafs ich dieselbe in eine mit Baumwolle ausgefüllte Schachtel lege, so dafs sie nirgends die Schachtel selbst berührt; nur in der Vorderseite der Schachtel ist ein runder Ausschnitt in der Gröfse eines Thalerstücks, durch welchen der mittlere Theil des Zifferblattes zu sehen ist; es läfst sich auf diese Art die Uhr auch während des Versuchs bequemer halten. Auf solche Weise habe ich nicht nöthig gefunden das Maafsband länger als 66 par. Zoll zu nehmen, die grösste von mir vor kurzem gemessene Gehörweite betrug  $57\frac{1}{2}$  Zoll.

Beispielsweise lasse ich hier einige wirklich gefundene Maafse folgen:

		Gehörweite		Verhältnifs.
		rechtes Ohr.	linkes Ohr.	
I.	Prof. G.	11,5	25,5	1 : 5
II.	„ K.	9,5	4,0	1 : $2\frac{1}{2}$
III.	„ F.	12,5	15,5	1 : $1\frac{1}{2}$
IV.	Dr. A.	5,0	2,0	1 : $6\frac{1}{2}$
V.	Obs. T.	3,0	4,25	1 : 2
VI.	R. K.	52,0	28,0	1 : $3\frac{1}{2}$
VII.	M. K.	53,0	52,0	1 : 1
VIII.	M. S.	19,0	1,0	1 : 361
IX.	Mr. K.	57,5	40,0	1 : 2

Dafs man bei der Untersuchung jedes störende Geräusch möglichst vermeiden und dieselbe unter möglichst gleichen Umständen vornehmen mufs, versteht sich von selbst; das eine Ohr zu verschliessen während man die Gehörweite des andern prüft, mufs ich widerrathen. Die Ausführung

der Untersuchung erfordert keine sonderliche Uebung, und ist weniger umständlich als die Beschreibung.

Die oben angeführten Zahlen zeigen hinlänglich, dafs, wenn man die Gehörschärfe zweier verschiedenen Personen mit einander vergleichen will, es nicht hinreichend ist, die Gehörweiten eines der beiden Ohren jeder Person, oder auch aller beiden, zu messen; denn haben wir z. B. in obigen Tafelchen die unter IV und V bezeichneten Personen hervor, so würde sich durch beider rechtes Ohr ergeben, dafs IV. fast drei Mal besser höre als V., während aus der Gehörweite für das linke Ohr folgte, dafs V. ungefähr 4 Mal besser höre als IV. Man wird also für eine solche Vergleichung auf die *combinirte Gehörweite*, d. h. auf diejenige hingewiesen, welche sich ergeben würde, wenn man einen bestimmten Schall mit beiden Ohren zugleich wahrnähme. Es scheint nun, als wenn diese combinirte Gehörweite sich im Allgemeinen auf gleiche Weise mässe bestimmen lassen, als die Gehörweite für jedes einzelne Ohr; ich mufs jedoch in Bezug hierauf folgendes bemerken.

Um die combinirte Gehörweite mit einiger Sicherheit zu bestimmen, schien es mir nöthig, dafs der schallgebende Körper in der Mittellinie zwischen beiden Ohren, d. h. in einer Linie sich befinde, welche in der Mitte zwischen beiden Ohren auf der Ohraxe senkrecht steht, und dafs derselbe von beiden Ohren hinreichend entfernt sey, damit eine kleine Abweichung nach rechts oder links von dieser Linie nicht in Betracht kommen könne. Ferner schien es mir nöthig zu vermeiden, dafs nicht eines der Ohren durch eine Reflexion des Schalls von den Wänden des Zimmers etwa stärker afficirt werde als das andere. Hier zeigte sich nun weder meine Taschenuhr noch das Taschenchronometer hinreichend; der Schlag war zu schwach. Ein Sekundenzähler, den ich anwenden wollte, hatte wieder für das Local einen viel zu starken Schlag, und eine Tischuhr mit mäfsig starken Schlag, die geeignet hätte seyn können, war mir nicht zur Hand. So habe ich denn über die

combinirte Gehörweite, und über ihre Beziehung zu den einzelnen Gehörweiten, keinerlei Versuche.

Was nun die oben unter 1 und 2 aufgestellten Sätze betrifft, so kann man sich von der Richtigkeit derselben im Allgemeinen auch mit Hülfe der Uhr und der Meßschnur überzeugen; eine strengere Prüfung derselben würde mir selbst aber um so wünschenswerther seyn, als ich eine solche nur bei 2 Personen vornehmen konnte, nachdem ich jene Sätze für mein eignes Gehör gefunden hatte. Ich verfuhr hierbei auf folgende Weise. Auf eine der Seitenkanten eines hinlänglich langen und breiten Tisches zog ich in der Mitte derselben eine senkrechte Linie, und zu beiden Seiten dieser Senkrechten durch ihren Fußpunkt noch einige andere Linien, brachte die Ohröffnung über den Fußpunkt der Senkrechten, und suchte nun durch Verschiebung der Uhr, die in ihrer Schachtel noch auf einer weichen Unterlage auf dem Tische stand, die Gehörweiten in der Richtung der gezogenen Linien zu bestimmen. Hierbei ist es gut sich einer kleinen Unterstützung für den Kopf zu bedienen, um die leicht eintretenden unwillkürlichen Seitwärtsbewegungen zu vermeiden. Es genügt ein Stock, den man in die Hand nimmt, und dann Kinn oder Stirn durch die Hand stützt.

Ich muß aber darauf aufmerksam machen, daß man diese Versuche nicht zu lange hintereinander fortsetzen darf, um die Resultate zu verificiren und die Gehörweiten genauer zu erhalten, denn bei mir stellte sich leicht eine nervöse Gereiztheit des Ohrs ein, die sich zunächst durch ein erhöhtes Wärmegefühl bemerkbar machte. Diese Gereiztheit verliert sich zwar von selbst, kann aber doch zuweilen ein Paar Tage lang dauern und unangenehm werden; auch übt sie wohl Einfluß auf die Gehörweite.

Zum Schluß erlaube ich mir noch folgende Bemerkung mitzutheilen, die sich inzwischen lediglich nur auf Versuche an mir selbst gründet.

Nimmt man zwei hinlänglich lange und einige Zoll breite gerade Pappstreifen und legt an jedes Ohr einen dersel-



ben, so daß er das Ohr leicht berührt, so werden sich diese Streifen vor dem Gesicht treffen. Merkt man sich nun den vor dem Gesicht zwischen diesen Streifen enthaltenen Raum, und bringt in denselben die Uhr, so wird man nach Entfernung der Streifen innerhalb jenes Raumes für die Uhr Stellen finden, in welchen der Schlag derselben unhörbar ist, und erst wieder hörbar wird, wenn man die Uhr dem einen oder dem andern Ohr seitwärts mehr nähert. Selbst wenn man mit der Uhr die Stirn berührt, zeigt sich eine solche indifferente Stelle.

Dresden, im April 1861.

# *XI. Ueber die Dauer des Funkens, welcher die Entladung eines Leiters begleitet; von P. L. Rjke.*

1. **W**enn die Entladung einer Leydener Flasche auf gewöhnliche Weise geschieht, kann der Funke, den man erhält, als instantan betrachtet werden; wenigstens ist seine Dauer so kurz, daß es bisher nicht möglich war sie zu bestimmen, nicht einmal angenähert.

Dies ist nicht mehr der Fall, wenn die Entladung einen Körper von bedeutendem Widerstande durchlaufen muß, z. B. einen Kupferdraht von der Länge einer halben englischen Meile. Wirklich hat Hr. Wheatstone gefunden<sup>1)</sup>, daß die Funken, welche er erhielt, als er einen Kupferdraht von  $\frac{1}{8}$  engl. Zoll Durchmesser und einer halben engl. Meile Länge anwandte, eine Dauer von ungefähr  $\frac{1}{1000}$  Sekunde hatten.

2. Wenn Hr. Wheatstone dies Resultat isolirt bekannt gemacht hätte, würde es wahrscheinlich einfach durch

1) Pogg. Ann. Bd. XXXIV, S. 476.

die Annahme erklärt worden seyn, daß der Funke zur Durchlaufung dieses Drahts genau dieselbe Zeit gebrauche, d. h.  $\frac{1}{113000}$  Sekunde. Diese Erklärung würde jedoch mindestens unvollständig gewesen seyn, denn dieselben Versuche des Hrn. Wheatstone beweisen, daß die Elektrizität wirklich nur  $\frac{1}{113000}$  Sekunde gebraucht, um diesen Raum zu durchlaufen. Auch hat Hr. W. geglaubt, daß man, um die Gesammtheit dieser Versuche zu erklären, zu einer neuen Hypothese greifen müsse, und er schlägt daher die Annahme vor, daß der Durchmesser des Drahts, dessen er sich bediente, nicht groß genug gewesen sey, um der Ladung der Flasche eine andere als eine *successive* Durchlaufung desselben zu gestatten.

3. Beim Nachdenken über diese Aufgabe schien mir, daß sich die von dem ausgezeichneten englischen Physiker erlangten Resultate durch bekannte Thatsachen leicht erklären ließen, und daß es nicht nöthig wäre zu einer Hypothese zu greifen, zu deren Stütze es schwierig seyn würde, auch nur eine einzige directe Beobachtung anzuführen. Man sieht nämlich, daß es leicht ist, folgenden Satz *a priori* zu beweisen:

*Der Zeitraum, welchen die Elektrizität zur Durchlaufung eines Leiters gebraucht, ist viel kürzer als derjenige, den die Entladung dieses selben Leiters erfordert.*

Sey *AB* (Fig. 1 Taf. II) ein isolirter Leiter von solcher Länge, daß die Elektrizität zur Durchlaufung desselben eine wahrnehmbare Zeit gebraucht, z. B. *t* Sekunden. Sey *CD* ein anderer, viel kürzerer Leiter, der in die Verlängerung des ersteren gestellt ist. Die Enden *A* und *C* dieser beiden Leiter seyen durch einen Abstand von einigen Millimetern getrennt, während das andere Ende *D* des zweiten Leiters mit dem Boden in Verbindung stehe.

Gesetzt nun, daß man dem Ende *B* des Leiters *AB* in einem gegebenen Moment eine gewisse Elektrizitätsmenge mittheile. Nach Verlauf von *t* Sekunden wird die Elektrizität sich über die ganze Oberfläche des Leiters ausgebreitet haben. In demselben Augenblick wird, wenn die Span-

nung hinreichend ist, wie wir es annehmen, eine leuchtende Entladung zwischen *A* und *C* beginnen. Wir sagen *beginnen*, nehmen also an, daß die Entladung eine gewisse Dauer habe. Soll nämlich der Leiter sich instantan entladen, so müßte alles elektrische Fluidum in *A* angehäuft seyn. Dem ist aber nicht also. Im Moment, da die Entladung beginnt, ist die ganze Oberfläche des Leiters, obwohl ungleich, mit Elektrizität bedeckt. Nun ist leicht zu ersehen, daß die Elektrizität, welche sich in dem betrachteten Augenblick z. B. in *B* befindet, das entgegenstehende Ende erst  $t$  Sekunden später erreichen wird, und falls wir, wie einige Physiker annehmen, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Elektrizität mit deren Dichte abnimmt, gebrauchte diese Elektrizität mehr als  $t$  Sekunden um nach *A* zu gelangen. Allein und das ist hier hauptsächlich zu erwägen,  $t$  Sekunden nach Beginn der Entladung wird alle Elektrizität von *B* noch nicht in *A* angelangt seyn, sondern nur ein Theil derselben, und ein anderer wird in *B* geblieben seyn. Von dieser in *B* gebliebenen Elektrizität wird ein Theil nach *A* gelangen, aber später,  $2t$  Sekunden nach Beginn der Entladung. Offenbar wird von dem neuen Rest in *B* ein Theil erst  $3t$  Sekunden nach Beginn der Entladung in *A* eintreffen, und so fort.

Die vorstehende Schlusssfolge zeigt, daß, während der ganzen Dauer der Entladung, in Zwischenzeiten gleich  $t$  Sekunden, Elektrizität von *B* nach *A* gelangt. Gleiches gilt offenbar von der Elektrizität, die zu Anfange der Entladung sich in den intermediären Theilen des Leiters befindet; nur werden die Zwischenzeiten kürzer seyn, desto kürzer als der betrachtete Theil dem Ende *A* näher liegt. Es ist also klar, daß man nach diesem Ende hin einen *continuirlichen* Elektrizitätsstrom haben wird, und daß demgemäß die Entladung ebenfalls eine *continuirliche* seyn wird.

Man sieht ohne Weiteres, daß der Uebergang des elektrischen Fluidums von *A* nach *C* einhalten wird, so wie die Elektrizitätsspannung in *A* unterhalb einer gewissen

Gränze gesunken ist; allein andererseits darf man nicht aus dem Auge verlieren <sup>1)</sup>, daß zum Bestehen der Entladung keine so beträchtliche Spannung vonnöthen ist wie zur Einleitung derselben. Sowie einmal die Elektrizität begonnen hat, in disruptiver Form von *A* nach *C* überzugehen, erfolgt in den von ihr durchbrochenen Luftschichten eine Ausdehnung, welche vollauf genügt zur Erklärung der Leichtigkeit, mit welcher sich nun dieselben Luftschichten von einer schwächer gespannten Elektrizität durchdringen lassen.

4. Es ist jedoch einleuchtend, daß diese Ausdehnung abhängen wird von der Elektrizitätsmenge, die in einer gegebenen Zeit den Raum *AC* durchbricht. Wenn folglich der Versuch unter solchen Umständen geschieht, daß, alles Uebrige gleich gesetzt, eine geringere Elektrizitätsmenge von *A* nach *C* übergeht, so wird die Ausdehnung der Luft nicht mehr so stark seyn. Daraus folgt dann, daß die Entladung eher einhalten, und man einen beträchtlicheren Rückstand erhalten wird.

5. Natürlich mußte es mir daran liegen, diese Folgerung aus der Theorie zu bewahrheiten. Folgendes war die Anordnung des Versuchs.

In *B* (Fig. 2 Taf. II) befindet sich eine Metallkugel von etwa 0<sup>m</sup>,31 im Durchmesser. Durch Metalldrähte ist diese Kugel verknüpft einerseits mit einem Sinus-Elektrometer <sup>2)</sup>, andererseits in *C* mit dem Apparat, welchen Hr. Riefs den Namen *Entladungs-Apparat* gegeben hat <sup>3)</sup>. Der Knopf *f* dieses Apparats communicirt mit einem der Arme eines allgemeinen Ausladers *D*. Der andere Arm desselben ist durch einen Metalldraht verbunden mit einem der Knöpfe eines Funken-Mikrometers *E*, dessen zweiter Knopf zum Erdboden abgeleitet ist. Zwischen die Arme des Ausladers werden die Körper gebracht, deren Wirkung auf den Rückstand man untersuchen will. Ich habe bloß die Wir-

1) Riefs, Die Lehre der Reibungs-Elektrizität, Bd. II, No. 636.

2) Pogg. Ann. Bd. CVI, S. 438.

3) Die Lehre von der Reibungs-Elektrizität, Bd. I, No. 365.

kung eines Messingdrahts verglichen mit der einer durch Wasser befeuchteten Hanfschnur. Beide waren  $0^m,3$  lang. Der Messingdraht hielt  $0^{mm},8$  und die Hanfschnur  $2^{mm},0$  im Durchmesser. Die Kugel empfing bei jedem Versuch die nämliche Ladung, deren Werth durch das Elektrometer angegeben ward. Mittelst einer Seidenschnur zog man den Schieber zurück, der den Stift  $gh$  des Entladungsapparats hielt. So wie die Kugel  $g$  auf die Kugel  $f$  fiel, war zwischen den Apparaten  $A, B, C, D$  und  $E$  eine metallische Verbindung hergestellt, und in demselben Augenblick sprang zwischen den beiden Knöpfen des Funkenmikrometers ein Funke über. Das Elektrometer gab dann den Werth des Rückstands an.

Folgendes sind die Werthe, welche ich erhielt. Der Werth des Rückstands ist durch  $R$ , und der der ursprünglichen Ladung durch  $L$  bezeichnet.

Abstand zwischen den Knöpfen des Mikro- meters.	Körper zwischen den Armen des Ausladers.	Ablenkung der Magnetnadel.		Werth von $\frac{R}{L}$
		Vor	Nach der Entladung.	
$0^m,82$	Hanfschnur	$52^\circ 20'$	$5^\circ 18'$	0,117
do.	Messingdraht	$52^\circ 20'$	$3^\circ 18'$	0,073
do.	Hanfschnur	$52^\circ 20'$	$4^\circ 42'$	0,103
$1^{mm},0$	Hanfschnur	$64^\circ 26'$	$7^\circ 6'$	0,137
do.	Messingdraht	$64^\circ 26'$	$3^\circ 56'$	0,076
do.	Hanfschnur	$64^\circ 26'$	$6^\circ 56'$	0,134

Man sieht, dafs wirklich der Rückstand bedeutender war, wenn der Körper, den die Entladung durchlaufen mußte, einen gröfseren Widerstand darbot.

6. Vielleicht, dafs die eben aufgestellte Theorie nicht sogleich Jedermanns Beifall fände. Ich hoffe jedoch, dafs die Physiker, welche Anstand nehmen ihr beizupflichten, sie annehmen werden, wenn sie den folgenden Fall betrachten.

Es sey  $ABCD$  (Fig. 3 Taf. II) ein hohler Cylinder, verschlossen am Ende  $CD$ , und versehen am anderen mit

einem Ventil  $AB$ , welches sich von innen nach ausßen öffnet. Nahe beim Ende  $CD$  befinde sich ein Schieber  $GH$ , in welchem eine große Oeffnung  $J$  angebracht ist. Gesetzt nun, der vordere Theil  $ABEF$  des Cylinders sey luftleer, während der hintere Theil  $EFCD$  stark comprimirt Luft enthalte, und man stosse den Schieber von oben nach unten, so daß die Oeffnung  $J$  in die Axe des Cylinders komme. Klar ist, daß dann die Luft, welche sich in dem Raume  $CDEF$  befindet, sich in den Cylinder ausdehnen, und, wenn sie hinreichende Spannung besitzt, das Ventil bei  $AB$  öffnen, und darauf ausfließen wird, und wenn die Luft  $t$  Sekunden gebrauchte, um bis zu  $AB$  zu gelangen, wird der Ausfluß nothwendig anfangen  $t$  Sekunden nachdem der Schieber in Bewegung gesetzt worden. Niemand wird aber behaupten, daß das Ausfließen nach Verlauf von  $t$  Sekunden aufhöre. In der That braucht man diese Schlusfolgerungen *mutatis mutandis* nur zu wiederholen, um einzusehen, daß der Ausfluß nothwendig mehr als  $t$  Sekunden dauern muß <sup>1)</sup>.

Leyden, 6. April 1861.

- 1) Ich kann nicht umhin hier zu bemerken, daß die in dieser Notiz aufgestellten Ansichten bereits im Jahre 1841 von Hrn. P. Riess ausgesprochen und durch Versuche belegt worden sind; siehe dessen »Lehre von der Reibungs-Elektricität §. 634 und diese Ann. Bd. LIII, S. 14 P.

## XII. Ueber die von Hrn. Zöllner beschriebene Pseudoskopie; von E. Bacaloglo.

Im Bd. CX. S. 500 dieser Annalen hat Hr. Zöllner folgende Thatsache beschrieben:

Hat man ein System von ganz genau parallel laufenden Geraden und zieht über dieselben zwei Systeme von parallelen Querstrichen, welche in den abwechselnden parallelen Geraden gleichgerichtet sind, so erscheinen die letztern nicht mehr parallel, sondern abwechselnd convergent und divergent (Fig. 13, Taf. IV des vorigen Bandes).

Von dem Gedanken ausgehend, daß auch diese Täuschung, wie jede andere in der Perspective hervorgebrachte, nur auf gewisse eigenthümliche Verhältnisse der Schwinkel beruhen könne, betrachte ich dieselbe als dadurch hervorgerufen, daß die Querstriche  $ab$ ,  $ac$  z. B. (Fig. 15, Taf. IV) die nächstliegenden  $a'b'$ ,  $a'c'$  in sich einschließen, daß also der Schwinkel  $mOn$  größer ist als der Schwinkel  $m'O'n'$ , wenn  $O$  die Lage des Auges über der Ebene der Figur bezeichnet. Deshalb erscheinen auch die Parallelen in Fig. 13 nach oben zu convergiren; dagegen divergiren dieselben nach unten, bei umgekehrter Lage der Querstriche. Zur Unterstützung dieser Ansicht können unter andern hauptsächlich folgende Betrachtungen angeführt werden.

I. Wir gelangen zu dem physikalischen Begriff des Parallelismus zweier Geraden, indem wir den Winkel, unter welchem der Abstand derselben an den verschiedenen Punkten, die wir gleichzeitig überblicken können, gesehen wird, für absolut constant halten, was für diese Größen kaum von der Wirklichkeit abweichen dürfte. Es folgt daraus nothwendig, daß das Aufhören des Parallelerscheinens von in der Wirklichkeit parallelen Geraden nur durch eine Aenderung in den Verhältnissen jener Schwinkel, also durch eine allmähliche Ab- oder Zunahme derselben bedingt werden kann und dieser Bedingung wird in der oben gegebenen Erklärung Genüge geleistet.



2. Für diese Erklärung spricht noch folgende, bei weitem wichtigere Betrachtung. Wenn nämlich das ihr zu Grunde gelegte Princip richtig ist, so folgt, daß jeder Umstand, welcher die Abnahme der den successiven Paaren von Querstrichen  $\vee$  entsprechenden Sehwinkel befördern könnte, die Illusion stärker, dagegen jeder dieser Annahme entgegenwirkender Umstand die Illusion schwächer erscheinen lassen würde, welche theoretische Folgerung durch die Vergleichung der neben einander gestellten Figuren 12, 13, 14 eine auffallende, thatsächliche Bestätigung findet. In Fig. 13 sind die Querstriche einander parallel; in Fig. 14 convergiren dieselben nach innen zu, dagegen divergiren sie in Fig. 12. Es braucht übrigens kaum bemerkt zu werden, daß die Durchschnittspunkte der Verticallinien mit den Querstrichen durchaus nicht als Anhaltspunkte genommen werden dürfen, indem die ersteren bei dieser Erscheinung keine Rolle spielen.

3. Betrachtet man die Fig. 13 in einer schiefen, aber den Verticallinien parallelen Richtung, oder, richtiger gesagt, so, daß die durch die Sehrichtung gelegte Verticalebene jenen Linien parallel bleibt, so nimmt die Convergenz (resp. Divergenz) dieser letztern ab, und verschwindet fast vollständig bei einer sehr schiefen Lage des Auges. Diefs ließe sich mit Hülfe desselben Principis in der Art erklären, daß einerseits, wegen der schiefen Lage des Auges, die Querstriche an einander näher zu rücken scheinen, wodurch die Ungleichheit der Winkel, unter welchen die successiven Paare von Querstrichen  $\vee$  gesehen werden, allmählich verschwindet, andererseits aber die ganze Figur verkürzt erscheint, wodurch das Urtheil über die relative Lage der Parallelstreifen ein sichereres wird.

4. Ganz anders verhält es sich, wenn man die Figur von der Seite betrachtet. Bei normaler Richtung hat man dieselbe Erscheinung, wie oben; dagegen erscheint die Convergenz (resp. Divergenz) um so stärker, je schiefen man von der Seite sieht. Da nämlich, bei seitlicher, schiefer Betrachtung, die Figur an Breite zu verlieren scheint, dagegen

ihre Länge unverändert behält, so erscheint diese letztere um so beträchtlicher und dadurch wird auch das Urtheil über den Parallelismus ein weniger sicheres; dieß Urtheil wird außerdem um so mehr beeinträchtigt, je unsymmetrischer die Lage des Auges gegen die der Figur ist. Es ist demnach leicht zu begreifen, daß es zwischen der Richtung der Verticallinien und einer auf dieser senkrechten eine seitliche, von der Richtung der Querstriche abhängige Mittelrichtung geben kann, für welche die Aufhebung der Symmetrie und die subjective Verzerrung der Figur am auffallendsten seyn wird, um die stärkste Illusion zu bewirken. Zöllner giebt einen Winkel von ungefähr  $45^\circ$  für diese Richtung an.

Noch ein Paar Worte zur Erläuterung des Gebrochenerscheinens und der Verschiebung der Querstreifen (am auffallendsten Fig. 15, Taf. IV). Indem nämlich das Auge die Richtung *ab* (Fig. 16, Taf. IV) des Querstreifens durch die Breite des Verticalstreifens *AB* verfolgt, in diesem aber nur die Verticalrichtung deutlich und vorherrschend angegeben ist, jede andere Richtung aber erst gedacht werden muß, so erleidet die subjective Richtung eine Abweichung im Sinne der Verticale nach oben; das Umgekehrte findet bei *ef* statt, nämlich eine Verschiebung nach unten. Man erkennt leicht, daß diese Täuschung um so schwächer wird, je schmaler der Verticalstreifen, oder auch je seitlicher und namentlich in der Richtung des Querstreifens man sieht, wodurch die Querrichtung durch den Verticalstreifen einigermassen erzwungen wird.

Hr. Dr. Weiske, welcher von den im Gegenwärtigen auseinandergesetzten Betrachtungen Kenntniß nahm, kam zu einer im Principe nicht sehr abweichenden, aber einfacheren Erklärung jener Convergenz und Divergenz, und hatte die Güte mir dieselbe mitzutheilen. Ich würde ihm vorgreifen, wenn ich hier diese Erklärung mittheilen wollte, was er selbst zu thun beabsichtigt. Es würde vielleicht unter diesen Umständen die vorliegende Mittheilung überflüssig erscheinen; indessen scheinen mir die beiden Erklä-

rungen sich gegenseitig zu ergänzen und außerdem die Verstärkung der Illusion in Fig. 14, so wie die Verminderung derselben in Fig. 12 nicht völlig unbeachtet bleiben zu dürfen.

### XIII. *Barometerformel für kleine Höhen.*

In den *Compt. rend. T. LII*, p. 221 zeigt Hr. Babinet, daß man für Höhen, welche nicht 1000 oder 1200 Meter übersteigen, statt der Laplace'schen Barometerformel:

$$h = 18393^m \log \frac{B}{b} \left( 1 + 2 \frac{T+t}{1000} \right)$$

ohne Nachtheil die einfachere:

$$h = 16000^m \frac{B-b}{B+b} \left( 1 + 2 \frac{T+t}{1000} \right)$$

anwenden könne. Letztere ergibt sich aus ersterer, wenn man in der Entwicklung des Logarithmus nach  $\frac{B-b}{B+b}$ , die höheren Potenzen dieser GröÙe vernachlässigt. Der Coefficient hätte eigentlich den Werth 15976, kann aber ohne Schaden auf 16000 abgerundet werden.